2016 年度·2017 年度 輻射科学研究会資料集(合本) 目次

○ 2016 年度 輻射科学研究会

■第1回研究会

日時 平成28年6月7日 (火) 13時30分~16時

- 会場 京都大学吉田キャンパス総合研究9号館2階セミナー室 京都市左京区吉田本町
- RS16-01 村垣政志*,奥村成皓*,阪本卓也**,佐藤亨* (*京都大学,**兵庫県立大学) *"アダプティブビームフォーミングを*用いた UWB ドップラアレイレーダによる 非接触呼吸観測"
 RS16-02 上田哲也(京都工芸繊維大学) *"非*相反 CRLH メタマテリアルとアンテナ応用"
 RS16-03 松室尭之,石川容平,篠原真毅(京都大学) *"ビームパイロット*信号と同一周波数を持つマイクロ波送電システム用 2重モード誘電体共振器アンテナの研究"

■第2回研究会·応用科学研究所見学会

- 日時 平成 28 年 11 月 24 日 (木) 13 時 30 分~15 時 30 分
- 会場 応用科学研究所 京都市左京区田中大堰町49

■第3回研究会

- 日時 平成 28 年 12 月 19 日 (月) 13 時 30 分~16 時
- 会場 滋賀県立大学産学連携センター2 階産学研究交流室1・2 滋賀県彦根市八坂 2500
- RS16-05
 澤田桂(理化学研究所 放射光科学総合研究センター)
 "力学とのアナロジーからみた光学現象"
 32

 RS16-06
 高野恵介,原田寛史,花井研一郎,吉村政志,中嶋誠(大阪大学
 "平面金属構造近傍テラヘルツ波と構造制御"
 42

 RS16-07
 坂本眞一(滋賀県立大学)
 "熱音響現象とその応用に向けた取り組み"
 50

■第4回研究会

- 日時 平成 29 年 3 月 23 日 (木) 13 時 30 分~16 時 45 分
- 会場 大阪電気通信大学・駅前キャンパス 大阪府寝屋川市早子町12-16

RS16-10	堀井康史	(関西大学	学)	
	"Non-Foste	er 素子の)設計とその応用"	 79
RS16-11	岡本啓汰,	岸岡清	(大阪電気通信大学)	

○ 2017 年度輻射科学研究会

■第1回研究会

- 日時 平成 29 年 6 月 15 日 (木) 13 時 30 分~16 時
- 会場 京都大学吉田キャンパス総合研究8号館2階講義室2(231号室) 京都市左京区吉田本町
- RS17-01 平元一喜*,奥村成皓*,阪本卓也**,佐藤亨*(*京都大学,**兵庫県立大学) "UWB レーダと適応型信号処理を用いた複数歩行人体のイメージング" 107
- RS17-02 笠谷敦(株式会社島津製作所) "固体試料の CD 計測に向けた複屈折性・円二色性混合移相子評価法の開発" …………… 113

■第2回研究会

- 日時 平成 29 年 12 月 18 日 (月) 13 時 30 分~16 時 45 分
- 会場 滋賀県立大学 産学連携センター2階 産学研究交流室1・2 滋賀県彦根市八坂町2500
- RS17-04 山内淳司*, 上田哲也*, 久保雄暉*, 伊藤龍男**(*京都工芸繊維大学, **UCLA) *"メタマテリアル*線路の曲率とスタブ挿入の組み合わせによる非相反性増大化" 130
- RS17-05 中西俊博,北野正雄(京都大学)

 『動的変調メタマテリアルを用いた電磁波の保存と再生

 RS17-06 冨田知志(奈良先端科学技術大学院大学)

アダプティブビームフォーミングを用いた UWB ドップラアレイレーダによる非接触呼吸観測

村垣 政志[†] 奥村 成皓[†] 阪本 卓也^{†,‡} 佐藤 亨[†] [†]京都大学大学院 情報学研究科 〒606-8501 京都市左京区吉田本町 [‡]兵庫県立大学大学院 工学研究科 〒671-2280 兵庫県姫路市書写 2167 E-mail: [†]mmuragaki@sato-lab.0t0.jp

あらまし 放射線治療において、腫瘍の位置をリアルタイムで高精度に推定することが重要である。現在、臨床では、治療時 に呼吸の位相を観測し、その位相と治療前に作成した体表面と体内のモデルを照合して、リアルタイムに体内の腫瘍の位置を 予測する方法が用いられている。しかし、この方法は、腹式、胸式呼吸が混在する患者には適用できない。そのため、本研究 では超広帯域レーダを用いた体表面のイメージングを目指し、胸部、腹部から到来する複数の到来波を分離し、腹式、胸式呼 吸による変位をそれぞれ推定する。Capon法は複数の波の到来方向を高精度に分離する方法である。本研究では、Capon法を近 傍界二次元平面イメージングに適用する方法を提案し、散乱点位置を推定する。その後、方向付き出力電力最小化法を用いて 反射波を分離し、呼吸による変位を推定する。数値シミュレーションの結果、従来の方法は、散乱点位置の推定に失敗した一 方、提案法は最小二乗誤差0.3mm以下での変位の推定に成功した。

キーワード UWB レーダ、アダプティブアレイ信号処理、Capon 法、呼吸観測

Non-Contact Respiration Measurement Using Ultra-wideband Array Radar with Adaptive Beamforming Technique

Masashi Muragaki[†] Shigeaki Okumura[†] Takuya Sakamoto[‡] and Toru Sato[†]

[†] Graduate School of Informatics, Kyoto University Yoshida, Sakyo-ku, Kyoto, 606-8501, Japan

 Graduate School of Engineering, University of Hyogo 2167 Shosha, Himeji, Hyogo, 671-2280, Japan E-mail: † mmuragaki@sato-lab.0t0.jp

Abstract In the radiation therapy, the accurate real-time estimation of the position of tumor is required because that varies over time with respiration. Tumor position is predicted from the X-ray fluoroscopic image of the body and the breath phase. However, the accuracy of the prediction deteriorates when the breathing type is not known. To solve this problem, in this paper, we propose a new method to separate the signals from the chest and abdomen using ultra-wideband (UWB) radar based on an adaptive beamforming technique. First, we estimate the positions of the targets using the Capon method, and modify the method for near-field two-dimensional scanning. Next, we separate the signals using the directionally constrained minimization of power method that suppresses the off-axis signals by calculating the optimal weighting vector. We estimate the displacement at each scattering point using the separated signal, and evaluate the performance of the proposed method via realistic numerical simulation. The conventional non-adaptive beamforming technique failed to estimate the two scattering positions. However, the proposed method aucceeded in estimating the scattering positions. The root mean squared errors of the displacement estimated using the proposed method at two scatters was less than 0.3 mm.

. Key words Ultra-wideband radar, adaptive array processing, Capon method ,respiration

1. まえがき 国立がん研究センターによると、国内において、2011

年のがん罹患数、死亡数はそれぞれ 851537 例、357305 人であり、日本人の死因の第一位である。その中でも 肺がんは部位別のがん死亡数でみると最も多い¹⁾²⁾。 肺がんに対して有効な治療法の1つとしてがん細胞 に放射線を照射し、死滅させる放射線治療が臨床で用 いられている。放射線治療は侵襲的であるため、がん 細胞のみに正確に放射線を照射する必要がある。しか し、肺がんの腫瘍位置は呼吸に伴い周期的に変化する ため、この腫瘍の動きを正確に把握する必要がある。

現在、臨床では、治療前に体内のモデル化を行い、 治療時はそのモデルと患者の呼吸の位相から腫瘍の位 置を予測する方法が用いられている³⁾。しかし、この 手法では患者の呼吸方法が胸式呼吸または腹式呼吸の どちらか一方であると仮定している。しかし、呼吸時 に胸式、腹式呼吸が混在することも考えられるため、 そのような場合には精度が悪化する。

そのほかの方法として、連続波レーダを用いて、放 射線治療中の呼吸を観測し、放射線放射のタイミング を決定する方法が提案されている^{4)5)。本手法では、信 号のIチャネル成分とQチャネル成分から胸部の変位 をサブミリメートルの精度で計測することに成功して いるが、レーダ信号の反射点を特定できていない。そ のため、こちらの方法でも、胸式、腹式が混在し、胸 部の反射点と腹部の反射点の動きが異なり、複数の反 射点からの信号が互いに干渉する場合に精度が悪化す る。}

これらの問題を解決するため、本研究では、胸部体 表面形状のリアルタイムイメージングを目指し、胸式 呼吸と腹式呼吸の分離を目的とする。近年、ミリ波ド ップラーレーダーを用いて呼吸と心拍を正確に測定す る技術が開発されている⁶⁻⁸⁾。複数アレイアンテナを用 いたアダプティブビームフォーミング方法は、高精度 に信号の到来方向を推定方法として知られている。そ の中でも、到来波の到来する方向と電力が推定できる Capon 法と複数反射波を分離できる方向拘束付き出力 電力最小化法 (Directionally Constrained Minimized Power :DCMP)を組み合せ、超広帯域(Ultra-Wide-Band :UWB)ドップラアレイレーダに適用し、胸式、 腹式呼吸の分離を行い、各部の変位を求める。

2. 数値計算による受信信号の生成

2.1. システムモデル

図1にシステムモデルを示す。シミュレーションは xyz 空間上において行い、測定に用いるレーダは原点 の位置に設定する。レーダの正面に体表面が存在する とし、x-y 平面上に2次元リニアアレイを配置する。

測定に用いるレーダは、中心周波数 $f_0 = 60.5$ GHz、 帯域幅 $f_s = 1.25$ GHz、サンプル時間間隔 $T_s = 0.457$ ms、 レンジ分解能 $\Delta R = 12$ cm とする。受信アンテナ数 M= 4、送信アンテナ数 N = 4 の Multiple input and multiple output (MIMO)レーダを用いる。各アンテナの座標は、



図1 システムモデル

送信アンテナ1:(-1.5 d_1 ,0,0)、2:(-0.5 d_1 ,0,0)、3: (0.5 d_1 ,0,0)、4:(1.5 d_1 ,0,0)、受信アンテナ1:(0,-1.5 d_2 , 0)、2:(0,-0.5 d_2 ,0)、3:(0,0.5 d_2 ,0)、4:(0,1.5 d_2 ,0) と する。ただし、 d_1 、 d_2 はそれぞれ送信素子間隔、受信 素子間隔であり、 d_1 =4.6 mm、 d_2 =4 mm である。

2.2. 距離画像センサを用いた座標データの作成

呼吸の動きを観測する研究は多くなされているが、 非接触で体表面の呼吸の動きを高い精度で計測する技 術はまだ実現していない。本研究では、実際の人の呼 吸による体表面の変位を距離画像センサ Kinect で測定 し、測定された座標データ用いてレーダの信号を生成 した。

Kinect から距離 3m までの範囲なら誤差が 2mm 以下 であることが知られている⁹⁾。そのため、本稿では体 表面から Kinect までの距離を 60 cm とし、7 秒間デー タを取得した。

2.3 Delaunay 三角形分割

Kinect では、体表面の座標データを点群として取得 することができる。体表面の点群データから、体表面 の位相情報を計算するために、体表面を小さな三角形 平面に分割する。本研究では、土地の起伏を3次元で 表した地形図を作成する時に用いられる Delaunay 三 角形分割法を用いた¹⁰。

得られた座標データ(x,y,z)について、xy 平面に射影 した座標群に対して Delaunay 三角形分割を行い、その 後、それぞれの点に元の z 座標を与えることで、体表 面についての多面体立体図を計算した。

2.4 散乱点の決定

得られた多面体図から、実際にレーダで受信される 信号を計算するため、送信された電波を反射する場所 を決定する必要がある。

そこで、Delaunay 三角形分割法によって得られた三 角形の法線ベクトルを計算し、各三角形の内心点を始 点としてその法線ベクトルが、原点に対して仰角-0.5° ~0.5°で向く平面のみを抽出し、その内心点を散乱点 とした。これらの方法を適用し、測定時間2秒と3秒 に抽出された散乱点をそれぞれ図2と図3に示す。体 の複数箇所に散乱点が存在し、時間経過によって反射 点の位置が変化していることが分かる。

2.5 レイトレーシング法による信号の生成

散乱点を決定することができたため、次に、受信され る信号をレイトレーシング法によって計算する¹⁰。レイトレーシング法 は、送信波が散乱点に到達し、受信アンテナに反射するまでの遅延時間 を幾何的に計算し、受信信号を計算する方法である。本研究では、雑音 や、減衰、遮蔽の効果を無視した。

レーダ位置から散乱点までの距離を r とした時、 光速 c を用いて、その遅延時間 τ は $\tau = 2r/c$ で表され る。レーダ送信時からの遅延時間 τ を用いて、送信信号 $s_p(\tau)$ を次のように定めた。

$$s_p(\tau) = \exp\left\{-\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^2\right\} \exp(j2\pi f_0\tau)$$
(1)

ただし、 τ_0 はパルスの半値幅を決定するパラメータ である。観測時刻 *t* に *K* 個の散乱点があるとし、各散 乱点の座標を (x_k, y_k, z_k) とする。受信アンテナ *m* の 位置を $(x_m, 0, 0)$ 、送信アンテナ *n* の位置 $(0, y_n, 0)$ 、と したとき、電波が伝搬する時間 $\tau_d(m, n, k)$ は、

 $\tau_{\rm d}(m,n,k)$

$$=\frac{\sqrt{(x_k-x_m)^2+y_k^2+z_k^2}+\sqrt{x_k^2+(y_k-y_n)^2+z_k^2}}{c} \quad (2)$$

と表される。よって、信号行列
$$S(t)$$
は、
 $S(t) = [s_{11}, \dots, s_{41}, s_{12}, \dots, s_{44}]$ (3)
 $s_{mn} = \sum_{k=1}^{K} s_n(\tau - \tau_d(m, n, k))$ (4)

$$s_{mn} = \sum_{k=1}^{n} s_p(\tau - \tau_d(m, n, k))$$

と表すことができる。

3. 空間領域干渉計法を用いた体表面のイメージング

3.1beamformer 法による遠方界到来方向推定

上述のように、体表面には複数の反射点が存在し、 それらの信号が干渉することによって呼吸による変位 の推定精度が悪化する。そのため、本研究では複数素 子を用いることによって、それぞれの反射位置を特定 し、反射波を分離することで、呼吸による変位の推定 精度を向上する。ここではまず、体表面位置の反射点 の推定方法について述べる。

従来の beamformer 法は、遠方界を仮定し、各受信素 子に適切なステアリングベクトルを与えることでビー ムを走査し、その出力電力から信号の到来方向 θ を推 定する方法である。beamformer 法を用いた場合の出 力信号 $f_{\rm B}(\theta,t)$ 、ステアリングベクトル $\mathbf{a}(\theta)$ は波長 λ を 用いて、次式で表される。



$$f_{\rm B}(\theta, t) = \mathbf{a}^{\rm H}(\theta)\mathbf{S}(t) \tag{5}$$

 $\mathbf{a}(\theta)$

$$= \left[\exp\left(-j\frac{2\pi}{\lambda}d\sin\theta\right), \cdots, \exp\left(-j\frac{2\pi}{\lambda}Nd\sin\theta\right) \right]^{\mathrm{T}}$$
 (6)

またこのときのアレイ出力電力 $P_{\text{Bout}}(\theta, t)$ は次式で計算できる。

$$P_{\text{Bout}}(\theta, t) = \frac{1}{2} f_{\text{B}}^{*}(\theta, t) f_{\text{B}}(\theta, t)$$

$$= \frac{1}{2} \mathbf{a}^{\text{H}}(\theta) \mathbf{R}(t) \mathbf{a}(\theta)$$
(7)

ただし、**R**(*t*) は各素子の相関を示す相関行列であり、 各時間において、電力の大きい θ が信号の到来方向 となる。ただし、beamformer 法のビーム幅は開口サイ ズと与えるステアリングベクトルの振幅、各アンテナ のビームパターンによって一意に決定され、複数方向 から電波が到来する場合や妨害波がサイドローブから 受信される場合などに精度が大幅に劣化する。

3.2 Capon 法による遠方界到来方向推定

角度分解能の低い beamformer 法に対して、各素子に 適応的にウエイトベクトルを与え、適応的に妨害波を 抑圧する高分解能到来方向推定方法が多く提案されて いる。

適応型到来方向推定法には、メインビームを所望波

に向けるビームステアリング方式とゲインのヌルを所 望波に向けるヌルステアリング方式がある。ヌルステ アリング方式は角度分解能に優れているがその性質上、



図4 体表面とAとBの位置

電力を推定することができない。推定電力は、反射点 が存在するかどうか決定する指標になり得るため、体 表面イメージングには電力を推定できるビームステア リング方式を用いる。

Capon 法は、ビームステアリング方式の適応型信号 処理方法の一つであり、相関性の低い複数の信号の反 射波の到来方向を推定することができる。Capon 法は、 測定方向に拘束条件を付けながら出力電力を最小化す ることで測定方向以外からの到来波を抑圧し、高分解 能に到来方向を推定する方法である。これは、次の条 件付き最小化問題で表される。

$$\min_{\mathbf{w}(t)} \left[P_{\text{out}}(\theta, t) = \frac{1}{2} \mathbf{W}^{\text{H}}(t) \mathbf{R}(t) \mathbf{W}(t) \right]$$
(8)
subject to $\mathbf{W}^{\text{H}}(t) \mathbf{a}(\theta) = 1$

ただし、 $P_{\text{Cout}}(\theta, t)$ は Capon 法によって計算される電力、W(t)は各アンテナに与えるウエイトベクトルである。

この問題は、Lagrangeの未定係数法によって解くこ とができ、出力電力 $P_{Cout}(\theta, t)$ は、

$$P_{\text{Cout}}(\theta, t) = \frac{1}{2\mathbf{a}^{\mathbf{H}}(\theta)\mathbf{R}^{-1}(t)\mathbf{a}(\theta)}$$
(9)

で与えられる。

Capon 法は複数の到来波の相関が低いことを仮定し ている。そのため、平均処理を行うことで、信号同士 の相関を抑圧する必要がある。本研究では、腹式、胸 式呼吸が混在する場合、それぞれの支配的な反射箇所 であると考えられる腹部の反射点、胸部の反射点の位 相が異なると考えられることを利用し、相関行列を、 時間平均によって求めた。相関行列 $\mathbf{R}(t)$ は、忘却係数 β 、 サンプル時間間隔 ΔT を用いて次式で表される。

$$\mathbf{R}(t) = \beta \mathbf{R}(t - \Delta T) + (1 - \beta)\mathbf{R}_0(t)$$
(10)

 $\mathbf{R}_{0}(t) = \mathbf{S}^{\mathrm{H}}(t)\mathbf{S}(t) \tag{11}$

ここで、相関行列の平均時間T_Bは次式で表される。

$$T_{\beta} = \frac{\log_{10} 0.5}{\log_{10} \beta} \Delta T \tag{12}$$

3.3 適応型到来方向推定方法の近傍界二次元平 面への適用

従来の到来方向推定方法は、遠方界を仮定していた。 しかし、図1に示すように、放射線治療に適用するに は、近傍界の二次元平面を走査し、その反射点位置を 推定する必要がある。そのため、本研究では、ステア リングベクトルを次式のように修正し、到来方向推定 を近傍界二次元平面へ適用した。測定点を(x, y, z) と した時、修正されたステアリングベクトルは下記で表 される。

$$a(x, y, z) = [a_{11}, \dots, a_{41}, a_{12}, \dots, a_{44}]$$
(13)
$$a_{mn}(x, y, z) = \exp[-j2\pi\{\sqrt{x^2 + (y - y_n)^2 + z^2} + \sqrt{(x - x_m)^2 + y^2 + z^2}\}$$
(14)
$$/\lambda]$$

これらより、近傍界二次元平面を操作した場合の bemfomer法、Capon法の推定電力はそれぞれ、次式で 表される。

$$P_{\text{Bout}}(x, y, z, t) = \frac{\mathbf{a}^{\text{H}}(x, y, z)\mathbf{R}(t)\mathbf{a}(x, y, z)}{2}$$
(15)
$$P_{\text{Cout}}(x, y, z, t) = \frac{1}{2\mathbf{a}^{\text{H}}(x, y, z)\mathbf{R}^{-1}(t)\mathbf{a}(x, y, z)}$$
(16)

3.4 散乱点位置の推定

電力の推定結果 P_{B,Cout}(x, y, z, t)から体表面の変位を 計算する際、その時刻での散乱点を抽出する必要があ る。そこで、周囲よりも推定電力が大きい電力の局所 的最大点をその時刻における推定散乱点であるとする。

実際にはビームを刻み幅 Δx、Δy で走査するため、 推定電力 P_{B,Cout}(x,y,z,t)は離散的に計算される。そこ で、ある点の電力とその周囲の8点の値を比較して、 それらよりも高い点を反射点であるとした。

空間領域干渉計法を用いた体表面変位推定 微小変位の推定

UWB レーダを用いた対象の変位推定は主に、レンジ 間の移動によって推定される。しかし、呼吸による胸 部の変位はレンジ分解能以下であるため、使用する実 帯域幅が狭いことを利用し、中心周波数のみを考慮し た特定のレンジにおける出力信号の位相回転から変位 を推定する。

変位*L(t)*は出力信号*f(t)*を用いて、次式で求めることが できる。

$$L(t) = \frac{\lambda \times \arg(f(t))}{4\pi} \tag{17}$$

この計算方法は、入射波が単一であると仮定している



ため、体表面の変位を推定する場合は、複数反射波を 分離する必要がある。

4.2 適応型信号処理を用いた複数波の分離と変位 推定

DCMP 法は所望信号の到来方向を既知としたときに 所望信号を分離する方法である。3 章において、散乱 点の位置を推定したため、推定した反射点位置を所望 方向の到来方向であるとして、DCMP 法を用いて反射 波の分離を行う。

DCMP 法の原理は Capon 法と同じであり、式(8)で示 される最小化問題を解き、得られるウエイトベクトル を各アンテナに与えることで反射波を分離する。 DCMP 法によって計算されるウエイトベクトル $W_{c}(x_{c}, y_{c}, z, t)$ は次式で示される。

 $W_{C}(x_{C}, y_{C}, z, t)$

=	$\mathbf{R}^{-1}(t)\mathbf{a}(x_{\mathcal{C}},y_{\mathcal{C}},z)$	(10)
	$^{\mathrm{H}}(x_{\mathcal{C}}, y_{\mathcal{C}}, \mathbf{z})\mathbf{R}^{-1}(t)\mathbf{a}(x_{\mathcal{C}}, y_{\mathcal{C}}, \mathbf{z})$	(18)

ただし、xc, yc は Capon 法によって推定された散乱点

位置である。

分離後の信号 f_c(x_c, y_c, z, t) は、式(18)によって計算されたウエイトベクトルを用いて

$$f_{\mathsf{C}}(x_{\mathsf{C}}, y_{\mathsf{C}}, z, t) = \mathbf{W}_{\mathsf{C}}^{\mathsf{H}}(t, x_{\mathsf{C}}, y_{\mathsf{C}}, z)\mathbf{S}(t)$$
(19)
$$= \overline{\mathbf{x}} \forall \mathbf{S}_{\circ}.$$



図7 体表面の真値と推定結果

5. シミュレーション結果

まず、提案法が有効であることを確認するため、胸 部付近、腹部付近から座標データを一つずつ取り出し 散乱点が2つであるとした。図4に Kinect によって得 られた散乱点群に対して2章の方法を適用することで 作成した人体モデルを示す。胸部から腹部の深度画像 が得られた。また、今回取り出した点A、Bを、図4 において赤いOで示す。

5.1 beamformer 法による体表面イメージング

図 5 に受信信号に beamformer 法を適用し、電力の 推定結果を表す。ただし、ビームの走査範囲を-200 mm < x < 200 mm、 -300 mm < y < 50 mm、 z = 600 mm と し、刻み幅 Δx 、 Δy ともに 5 mm とした。また、電力は 最大値で正規化した。電力が一様に高く、2 つの散乱 点からの信号を分離できておらず、散乱点位置を特定 することができないことがわかる。

5.2 Capon 法を用いた体表面イメージング

次に Capon 法を適用した結果を、図 6 に示す。ただ し、相関行列の忘却係数 β を 0.995 に設定し、0.461 秒 間のデータを平均した。体表面の 2 つの散乱点を分離 できていることがわかる。それぞれの推定座標は A:(-5 mm,10 mm)B:(-5 mm, -230 mm) である。真値は A:(-4.19mm, 8.76 mm) と B:(-4.24 mm, -231 mm) となる。 刻み幅は Δx 、 Δy ともに 5 mm であるため、これらの誤 差は刻み幅範囲内である。それぞれ胸部と腹部からの 信号の到来方向を推定できていることが分かる。

5.3 体表面変位の推定

胸部と腹部の動きを独立に追跡できているかを調べるために、Capon法によって推定された2つの局所的 最大点における信号を、DCMP法を適用することで分離した。DCMP適用後に推定された変位と、真値を図 7に示す。提案法により2つの散乱点の動きを独立に 推定できていることがわかる。

従来の方法である beamformer 法はビーム幅が広く、 反射点位置を推定することができなかった。そのため、 A と B の中点 M にビームを向けたときの体表面の変 位が測定されると考え、真値を中点 M における変位 とした。

従来法を用いて計算された変位と真値を重ねて合わ せたものを図 7 に示す。推定の評価には平均最小二乗 誤差 E (Root mean square error:RMSE)を用いた。真値 $V_t(t)$ と推定値 $V_e(t)$ に対し、観測時間をTサンプル点 数をNとすると、Eは次式で表される。

$$E = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{k=1}^{N} (V'_{t}(t) - V'_{e}(t))^{2}}$$
(20)

$$V'_{t}(t) = V_{t}(t) - \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} V_{t}(k)$$
(21)

$$V'_{\rm e}(t) = V_{\rm e}(t) - \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} V_{\rm e}(k)$$
 (22)

従来法を用いた場合、この被験者は、胸部と腹部の ある程度相関が高いため呼吸の傾向はつかむことがで きているが、信号を分離できておらず、RMSE は 7.81 mm であり、真値の振幅に比べて高く、beamformer 法 では追跡できないことが確認できた。

次に、Capon 法の推定結果の A と B についての RMSE はそれぞれ 0.103 mm、0.283 mm であった。 beamformer 法よりも 10 倍、推定精度が改善した。

6. 結論と今後の課題

本稿では、Kinect で測定した胸部体表面の呼吸の動きのデータから、胸部と腹部からの信号を生成し、それらの信号を Capon 法により分離し、それぞれの動きを独立に追跡する手法を提案した。少数散乱点ターゲットに関して、従来の beamformer 法は RMSE が 7.81 mm であるのに対し、提案法は 2 つのターゲットに対して、0.103 mm、0.283 mm の精度で変位の推定に成功し、精度が 10 倍以上改善した。

今後は、距離画像センサを用いて推定された散乱点 をすべて用いた多数散乱点モデルによって計算された 受信信号に対して提案法を適用することで、提案法の 有効性を検証する。

文 献

- A. Matsuda, T. Matsuda, A. Shibata, K. Katanoda, T. Sobue, H. Nishimoto, and The Japan Cancer Surveillance Research Group, "Cancer Incidence and Incidence Rates in Japan in 2008: A Study of 25 Population-based Cancer Registries for the Monitoring of Cancer Incidence in Japan (MCIJ) Project.," Jpn. J. Clin. Oncol., Vol. 44, pp. 388-396, 2013.
- [2] 人口動態統計(厚生労働省大臣官房統計情報部編),"人口動態統計によるがん死亡データ,"2014.
- [3] S. B. Jiang, "Radiotherapy of mobile tumors," *Semin. Radiat. Oncol.* Vol. 16, pp. 224-239, 2006.
- [4] C. Gu, R. Li, H. Zhang, Albert Y. C. Fung, C. Torres, S. B. Jiang, and C. Li, "Accurate respiration measurement using DC-coupled continuous-wave radar sensor for motion-adaptive cancer radiotherapy," *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, Vol. 59, pp. 3117-3123, 2012.
- [5] C. Li, C. Gu, R. Li, and S. B. Jiang, "Radar motion sensing for accurate tumor tracking in radiation therapy," in *Proc. IEEE WAMICON*, pp. 1-6, 2011.
- [6] T. Sakamoto, R. Imasaka, H. Taki, T. Sato, M. Yoshioka, K. Inoue, T. Fukuda, and H. Sakai, "Accurate heartbeat monitoring using ultra-wideband radar," *ELEX.*, Vol. 12, p. 20141197, 2015.
- [7] T. Sakamoto, S Okumura, R. Imanishi, H. Taki, T. Sato, M. Yoshioka, K. Inoue, T. Fukuda, and H. Sakai, "Remote heartbeat monitoring from human soles using 60-GHz ultra-wideband radar," *ELEX.*, Vol. 11, p. 20150786, 2015.
- [8] T. Sakamoto, R. Imasaka, H. Taki, T. Sato, M. Yoshioka, K. Inoue, T. Fukuda, and H. Sakai, "Feature-based correlation and topological similarity for interbeat interval estimation using ultrawideband radar," *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, Vol. 63, pp.747-757, 2016.
- [9] L. Yang, L. Zhang, H. Dong, A. Alelaiwi, and A. E. Saddik, "Evaluating and improving the depth accuracy of Kinect for Windows v2," *IEEE Sensors J.*, Vol. 15, pp. 4275-4285, 2015.
- [10] M.ドバーグ, M.ファン.クリベルド, M.オーバマーズ, O.シュワルツコップ, 浅野哲夫 訳, "コンピュータ・ジオメトリ," 近代科学社, pp. 225-258, 2000.
- [11]早川正士, "波動工学," コロナ社, p.74, 1992.

輻射科学研究会 RS16-02

非相反 CRLH メタマテリアルと アンテナ応用 Nonreciprocal CRLH Metamaterials and Their Antenna Applications

上田 哲也

Tetsuya Ueda

京都工芸繊維大学 電気電子工学系

Electrical Engineering and Electronics, Kyoto Institute of Technology

2016年6月7日

於 京都大学





・まとめ

H

Phase flow Beam steering by changing H₀

Ueda et al., T-MTT, 2012.

 $-\beta$

 $0' \Delta \beta$

6





Motivation

To propose new configuration to realize *dispersion-less phase-shifting nonreciprocity* in normally magnetized ferrite MSL-based CRLH metamaterials by inserting

symmetric inductive stubs for negative permittivity
 asymmetric capacitive stubs for phase nonreciprocity





To show numerical and experimental demonstration

Eigen Mode Solution in Each Section



Formula for Phase Nonreciprocity











Thickness: 0.8 mm. Dielectric const.: $\varepsilon_d = 2.6$

 $C_{\rm L} = 0.5 \, \rm pF$

Ferrite rod

Series lumped capacitance

Polycrystalline yttrium iron garnet

0.8 mm x 3.0 mm x 40.5 mm

Dielectric const.: $\varepsilon_f = 15$ Satur. magnet.: $\mu_0 M_{ef} = 175 \text{ mT}$

Mag. loss: $\mu_0 \Delta H = 5 \text{ mT}$

 $\Delta\beta \approx \frac{\omega_m}{c} \frac{(B_1 - B_2)}{2Y_0} \frac{l_{NR}}{p}$

 $\int B_1 = -1/\omega L$

 $\Delta\beta \propto \omega_m \left(B_1 - B_2\right)$

 $= -\omega_m \omega C < 0$

 $B_2 = \omega C - 1/\omega L$

P1 to P2

01

 $\frac{1}{1-1} \text{Measured } \underline{\omega}_m > 0,$

- · - Dispersion

02

 $\Delta \beta < 0 \subset$

-0.1

0

Normalized phase constant $B p/\pi$

P2 to P

Frequency (GHz) 6.5

6

5.5

-0.2

WIEEE AN



発表内容

- ・非相反メタマテリアルの基礎
- ・非相反性の分散設計とビームスクイント低減化
- ・円偏波アンテナへの応用
- 。まとめ













輻射科学研究会資料 RS16·03

ビームパイロット信号と同一周波数を持つ マイクロ波送電システム用2重モード誘電体共振器アンテナ

Dual-mode Dielectric Resonator Antenna for Microwave Power Transmission System with Beam Pilot Signal in a Single Frequency

松室 尭之 Takayuki Matsumuro 石川 容平 Yohei Ishikawa 三谷 友彦 Tomohiko Mitani

篠原 真毅 Naoki Shinohara

京都大学 生存圈研究所

Research Institute for Sustainable Humanosphere, Kyoto University

2016年6月7日(火) 於:京都大学 輻射科学研究会 RS16-03



京都大学 生存圈研究所

松室尭之 石川容平 三谷友彦 篠原真毅



平成28年6月7日(火) 於 京都大学 吉田キャンパス総合研究9号館

目次 $\overline{2}$

- 1. 地上(海上)マイクロ波電力伝送システム
- 2. 球面波による低漏洩ビーム設計とリング配列アレーアンテナ
- 3. 送電マイクロ波と同一周波数を持つビームパイロット信号
- 4. 高いアイソレーション特性を持つ2重モード誘電体共振器アンテナ
- 5. まとめ

研究背景



3

ビーム型電力伝送:放射したほとんどのエネルギーを受電する

離島への海上マイクロ波電力伝送システム4



ビーム型電力伝送の課題



5

- ・ 高い閉じ込め性を持つビームフォーミング技術(送電アンテナ)
- 反射なくエネルギーを受け取るマッチング技術(受電アンテナ)

目標値: -40 dB以下 = <u>1 MWの電力伝送で100 W(携帯基地局程度)の漏洩</u> (1 GW) (100 kW)

低漏洩ビーム形成に適した リング配列アレーおよび誘電体共振器アンテナ素子を提案

6

1. 地上(海上)マイクロ波電力伝送システム

2. 球面波による低漏洩ビーム設計とリング配列アレーアンテナ

- 3. 送電マイクロ波と同一周波数を持つビームパイロット信号
- 4. 高いアイソレーション特性を持つ2重モード誘電体共振器アンテナ
- 5. まとめ



"フェーズドアレーアンテナの設計方法、フェーズドアレーアンテナおよび電力伝送システム",特願2015-82503,2015/04/15



多重円形(リング)配列アレーアンテナ11



① リングごとに等しい振幅と位相で励振可能 ⇒ 設計パラメータの低減
 ② リングごとに高次モード球面波に対応可能 ⇒ 球面波ビームとの設計相関性
 ③ リングごとに測定し、診断および調整可能 ⇒ 高精度なビーム形成

リング配列によるビーム形成の検討 12



※ 電界合成法により受電アンテナ面を通過する電力を求めた

D_aを0.5mから2.0mまで変化させてリング配列の影響を評価した

アレーアンテナ配列方式の比較



13

リング配列を用いることにより、 少ない構造パラメータで低漏洩ビームが設計可能である

14

- 1. 地上(海上)マイクロ波電力伝送システム
- 2. 球面波による低漏洩ビーム設計とリング配列アレーアンテナ

3. 送電マイクロ波と同一周波数を持つビームパイロット信号

- 4. 高いアイルーション特性を持つ2重モード誘電体共振器アンテナ
- 5. まとめ

パイロット信号をビームにする



① 受電アンテナ全体を用いてビームパイロット信号を形成 ⇒ マルチパスを極小化
 ② 送電アンテナ各素子でパイロット信号を反転・増幅する ⇒ 方向 + <u>分布をパイロット</u>
 ③ パイロット信号に送電マイクロ波と同一周波数(直交偏波)を用いる

同一周波数を持つビームパイロット信号 16



- ① ビームパイロット信号を反転・増幅することで、分配器・位相器の損失量を改善。
- ② 送電側に局部発信器が不要となり、受電側でビーム制御が可能。
- ③ 位相を反転して送電するため、伝送路のゆらぎに対応可能。

システム課題: 高い偏波アイソレーション特性を持つアンテナ

(目標値: AMP増幅率30dB+マージン30dB=60dB)

15

- 1. 地上(海上)マイクロ波電力伝送システム
- 2. 球面波による低漏洩ビーム設計とリング配列アレーアンテナ

17

3. 送電マイクロ波と同一周波数を持つビームパイロット信号

4. 高いアイソレーション特性を持つ2重モード誘電体共振器アンテナ

5. まとめ



半球誘電体共振器は結合が小さく良好なアレー特性が期待される

2重モード誘電体共振器アンテナ



19

一対の結合コイルを対称に配置して直交放射モードに結合する

半球誘電体共振器を十字型に がる 20



十字型にすることにより、材料の不均一性による結合を防ぐ

アンテナ素子のシミュレーションモデル21



同軸線路を用いることによりプローブ対間のアイソレーションを評価

構造パラメータの設計値



22

結合ループの面積により誘電体共振器との結合度を調整した

アイソレーション特性の計算結果



23

24

シミュレーションにおいて70dBのアイソレーション(単体)を達成

共振点における磁界ベクトル分布



X軸に接地した1対のプローブでTE11yモードが励振されている

差動入力の誤差が与える影響



25

26

位相誤差±5度の範囲で60dBのアイソレーション(単体)が得られた

リング配列における相互結合



回転方向に見ると、四角配列と三角配列が交互に現れる

無限アレーのシミュレーションモデル 27



十分に直径の大きいリング配列の相互結合は $0 \le \delta \le p/2$ までの範囲によって近似的に評価できる

アンテナ間結合の影響を低減する 28

----- 磁界 ----- 電界



偶リングと奇リングで異なる放射モードを持つアンテナを 用いることにより結合を低減できないか

相互結合の影響を低減する見通し

結合の要素		TM11モード(微小電気ダイポール)			
		放射界	誘導界	準静電界	
<i>、</i> ポール)	放射界 (∝1/R)	モードを違える	時間的な 位相差を利用		
E11モー な気ダイ7	誘導界 (∝1/R²)	時間的な 位相差を利用	反射板の下に 埋め込む		
T (微小磁	準静電界 (∝1/R³)				

29)

電磁界の性質ごとにアンテナ間結合を低減する方策を模索する

まとめ 3(0)

- リング配列アレーアンテナは、同ーリング上のアンテナ素子を 同相同振幅で励振するため、低漏洩ビーム形成に適している。
- 低漏洩ビームの分布を形成し、マルチパスの影響を極小化するために、ビームパイロット信号を用いる。
- 送電マイクロ波と同一周波数を持つビームパイロット信号に向けた、直交2重モード誘電体共振器アンテナを提案した。
- 設計した誘電体共振器アンテナによって、シミュレーションにおいてポート間で約70dBのアイソレーションが単体で得られた。
- アレーアンテナ全体として偏波を直交させる検討を加えた。

応用科学研究所の沿革及び研究・業務について

西川禕一,木村磐根(京都大学名誉教授・応用科学研究所)

応用科学研究所の前身である青柳研究所は、京都大学名誉教授 青柳栄司博士を初代理事長と する財団法人として大正6年(1917年)に設立された。青柳博士は、大正5年にエジソン研究所 (West Orange, NJ, U.S. A)を訪問し当時69歳のエジソン翁と交流された。エジソン氏は、人生 の目的として社会に貢献するためには、学者としてよりも発明家として立つほうが適当であるこ とを自覚していたという。青柳博士はエジソンのこのような考え方から社会に貢献することの重 要さを学ばれ、研究所設立を意図された[1]。エジソンが電球を開発する際、日本からの土産物の 扇子の竹を用いてフィラメントを作ると長持ちすることから、究極の竹を求めて世界中に研究者 を派遣したが、その中の一人 ウイリアム・ムーアが京都の男山から持ち帰った「八幡竹」によ り、1000時間という長寿命のフィラメントができた。このような事績から、八幡竹の産地である 京都の地においてこそ電球・フィラメントができた。このような事績から、八幡竹の産地である 京都の地においてこそ電球・フィラメントの研究を盛んにすべしとの機運が高まったことも研究 所設立の動機の一つとなった。その後、昭和14年(1939年)に京都大学教授(後に第13代京都 大学総長)鳥養利三郎博士により運営が引き継がれ、応用科学研究所として改組された。改組後 の研究開発の中心は高周波誘導加熱方式による強化処理技術(高周波焼入れ)やプラズマ窒化技 術等に移行し、また機械部品の熱処理加工受託等も行い現在に至る。同研究所は、公的機関から の外部研究資金を受け入れるのみならず、上記諸技術に関連した収益事業も行っている。

同研究所の概要や歴史、研究開発に関する詳細な御講演を賜り、また実験室や工場の見学に際 し、大変懇切丁寧な御説明をいただきました。

応用科学研究所 西川禕一先生,木村磐根先生を始め、研究所の皆様に厚く御礼申し上げます。

(以上、文責:浅居正充)

[1] 「公益財団法人応用科学研究所の100年」(公益財団法人応用科学研究所、2017年11月)

31

輻射科学研究会資料 RS16-05

力学とのアナロジーからみた光学現象

Analogy between optics and mechanics

澤田 桂

Kei Sawada 理化学研究所 放射光科学総合研究センター RIKEN SPring-8 Center

> 2016 年 12 月 19 日 於 滋賀県立大学

概要

カ学とのアナロジーにもとづいて、光学現象を考察する。光学と力学のアナロジー は、量子力学を構築する際にも重要な役割を果たしており、古くから知られているもの である。ここでのアナロジーは、光の波動性を元に電子の波動性を考えたり、電子の 粒子性を元に光の粒子性を考えるというものであった。本稿では、これらとは異なるア プローチとして、力学現象と光学現象との間に同一の理論構造を見出すことで、粒子 性と波動性との間のアナロジーを考える。力学での衝突現象に着目し、それが光学で の反射・透過とアナロジーが成立することを示す。その関係性を元に、衝突現象のいく つかの例と対応させながら、光学現象を考察する。

Abstract

Analogies have been playing an important role in physics. For example, quantum mechanics was developed by using an analogy between light and electrons. Here we introduce a new kind of analogy between particles and waves. We found that collision phenomena in particle mechanics have the same theoretical structures as transmission and reflection of light. Some optical phenomena are represented together with corresponding mechanical phenomena.

Keywords optics, metamaterial, electromagnetic wave, mechanics

1. はじめに

どんな研究であれ、新しい物事を解釈する際には、それまでの知識や経験の蓄積が重要 である。未知の現象を模索したり、目の前の新しい現象を解釈する際の糸口として有用な のがアナロジーであって、類似していると思われる現象と対応させることから理解を深め ることができる。また、例えば、電磁波の何らかの現象があったとして、それを波動現象 の1つとしてみれば、音波や水波などの他の波でも同様の現象が示唆される。

こうした似通った性質をもつものどうしのアナロジーだけでなく、一見すると異なる性 質のものどうしの類似性を見出すことで、さらに視野を広げることができる。例えば、量 子力学の創生期には、電子などの粒子にも波動性を適用するために、波として知られてい た光とのアナロジーがヒントとなった。また逆に、波として扱われていた光に対して量子 論を適用する際には、電子などのような粒子性を光にもたせることとして理解できる。こ のような光と電子のアナロジーにおいて、対象として光と電子という異なるものに共通性 を見出すことが重要であって、その上で、それぞれの粒子性どうし、波動性どうしでアナ ロジーを用いている。

ところで、物理現象に対して人間がおもしろいと感じるかどうかの1つの指標は、その 現象や考え方がどれだけ常識とギャップがあるか、である。多くの人が至極もっともだと 思う現象であれば、妥当性は高いが新奇性には乏しい。一方で、誰もが驚く現象であれば、 妥当性は疑われるものの新奇性は高い。そこで本稿では、それらの間をとって、よく知ら れている現象を元にしながらも、一見すると対極に位置していると感じられるものどうし とのアナロジーによって、新しい現象・解釈を求める例を紹介する。具体的には、古典力 学における衝突現象と、光学の反射・透過現象に着目し、それらが全く同じ形の式で表さ れることを示す。

力学において、2つの粒子の衝突現象を考えると、2体が相互作用するのは衝突の間だ けであって、それ以外はそれぞれ独立に運動する。一方で、光学において、界面での反射・ 透過は、光の波動性を反映しており、界面以外の場所でも波が干渉して強め合ったり打ち 消し合ったりする。従ってこれらは、それぞれ粒子性と波動性という対極にある概念を代 表する現象といえる。このような一見すると全く異なる現象との間にアナロジーが成立す ることは興味深い。そこで、まずは力学の衝突問題と、光学の反射・透過を復習した後で、 それらの間のアナロジーから現象を見直すことにする。ここで述べる現象の例は、どれも 基本的なものであるが、このようなアナロジーを元にさらに複雑な現象を考えたり、古典 論から場の量子論へと発展させていくことで、物事の多角的な理解ができるであろう。
2. 力学における衝突現象

2.1 一般的な場合

力学の復習から始めよう。図1のように、運動する2つの質点の弾性衝突を考える。それぞれの質点の質量、衝突前の速度、衝突後の速度を*m_i*, *v_i*, *v'_i*とする(*i*=1,2)。力学の理論が便利なのは、衝突中の詳細に触れなくても、衝突の前後に満たすべき関係式から計算できる点にある。運動量保存則とエネルギー保存則はそれぞれ、

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v'_1 + m_2 v'_2, \qquad (1)$$

$$\frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2 = \frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2.$$

これらから、衝突後の速度が求まるわけだが、 ここで後の都合上、少し変形する。式(2)につい **衝突前** て、因数分解して(1)式を用いることで、

 $v_1 - v_2 = v'_2 - v'_1$ (3) が成り立つ。このことは、反発係数として知ら れる、 $e = -\frac{v'_2 - v'_1}{v_2 - v_1}$ について、e=1の場合に対



図12つの質点の衝突現象

(2)

応する。

以上から、式(1)と式(3)が衝突後の速度を求める連立方程式である。実際に計算すると、

$$v'_{1} = \frac{(m_{1} - m_{2})v_{1} + 2m_{2}v_{2}}{m_{1} + m_{2}},$$
 (4)
$$2mv_{1} - (m_{2} - m_{2})v_{2}$$

$$v'_{2} = \frac{2m_{1}v_{1} - (m_{1} - m_{2})v_{2}}{m_{1} + m_{2}}.$$
 (5)

と求まる。これを元に、具体例をみていこう。

2.2 静止した質点に衝突する場合(玉突き)

図 2 のように、片方が静止している 場合を考える。このときの衝突後の速 衝努 度は、式(4)と式(5)において、v₁=V₀, v₂=0 -------を代入すると、

図2 玉突き衝突

$$v'_{1} = \frac{m_{1} - m_{2}}{m_{1} + m_{2}} V_{0},$$
$$v'_{2} = \frac{2m_{1}}{m_{1} + m_{2}} V_{0}.$$

従って、質量の大小関係によって衝突後の運動の向きが異なる。 $m_1 > m_2$ のときは、衝突後は2体とも右向きに進む。 $m_1 < m_2$ のときは、衝突によって質点1は左向きへと跳ね返る。特に、 $m_1 = m_2$ のとき、衝突後に質点1が静止して、質点2だけが右向きに進む。これは、衝突前に質点1だけが持っていた運動エネルギーが、衝突後には全て質点2に受け渡されているという意味の現象論的には、「インピーダンス整合」していると考えることができる。

2.3 正面衝突する場合

図 3 のように、同じ速さで運動する 2 体が 正面衝突する場合を考える。 式(4)と式(5)において、v₁=V₀, v₂= -V₀を代 入すると、

$$v'_{1} = \frac{m_{1} - 3m_{2}}{m_{1} + m_{2}}V_{0},$$
$$v'_{2} = \frac{3m_{1} - m_{2}}{m_{1} + m_{2}}V_{0}.$$



従って、特に、 $m_1=3m_2$ のとき、 $v'_1=0$, $v'_2=2V_0$ であるから、衝突後に質点1は静止して、質点2は2倍の速度で跳ね返る。この場合でも、質点1の運動エネルギーが全て質点2へと移動するので、「インピーダンス整合」と類似している。

2.4 時間反転過程

図4に示すように、ここまで2.2 と 2.3 で考えてきた玉突きと正面衝突の 現象において、特に m₁=3m₂の場合を考 えると、互いに時間反転した関係にあ ることがわかる。まずは玉突きの場合 について、質点1が静止しているとこ ろへ、その1/3の質量をもつ質点2が 衝突すると、2 体は同じ速さで逆向き に進む。今は全て弾性衝突を扱ってい るので、この運動は可逆であるから、 時間を逆戻しにしてみよう。すると、 玉突き現象の時間反転過程は、図4下 側に示すように、正面衝突現象になっ ていることがわかる。

それぞれの現象が当たり前に思えた り、非自明に思えたとしても、視点を 変えることでその自明・非自明の関係 が入れ替わることもあるだろう。



図 4 玉突きと正面衝突との関係。互い に時間反転した過程になっている

3. 光学現象とのアナロジー

 $E_1 - E_2 = E'_2 - E'_1$

3.1 界面における光の反射と透過

図 5 のように、インピーダンス Z₁ と Z₂ の2つの媒質の界面における光の反射と透 過を考える。図中で、界面に向かう方向へ 進む電磁波の電場を E₁, E₂ とし、界面から 外向きに進む電場を E'₁, E'₂ とする。このと き境界条件は、



図5 媒質の界面における電磁波の反射と透過

$$Y_1 E_1 + Y_2 E_2 = Y_1 E'_1 + Y_2 E'_2, \qquad (7)$$

と書ける。この2式を、式(1)と式(3)と比較すると、電場 $E \leftrightarrow 速度v$ 、アドミッタンス $Y=1/Z \leftrightarrow 質量m$ という対応関係にあって、全く同じ形をしていることがわかる。つまり、力学の衝突現象と、光学の反射・透過は、同じ式に従うので、解である反射・透過光の電場も、同じ形になり、

(6)

$$E'_{1} = \frac{(Y_{1} - Y_{2})E_{1} + 2Y_{2}E_{2}}{Y_{1} + Y_{2}},$$
(8)

$$E'_{1} = \frac{(Y_{1} - Y_{2})E_{1} + 2Y_{2}E_{2}}{Y_{1} + Y_{2}}.$$
(9)

と表される。従って、前節で現象論的に導入した「インピーダンス整合」は、確かに電磁場のインピーダンス整合と対応してることがわかる。この事実を元にして、前節で考察した衝突現象の光学アナロジーを考えてみる。

3.2 玉突き現象の光学アナロジー

まずは、2.2 で議論した玉突き現象の光学への応用 を考える。対応する光学現象は図 6 に示す通り、アドミ ッタンス Y の媒質から、3Y の媒質への反射と透過であ る。このとき、電場 2E の光を入射すると、反射率と透過 率がともに 1/2 となって、ちょうど半分ずつの振幅の波 が互いに逆向きに伝わることとなる。

力学で静止している質点 1 に対応しているのが、3Y の媒質中で光の無い状態である。反射波の位相が反 転して、透過波の位相は変わっていない。反射波の位 相については、媒質のアドミッタンスの大小関係による わけだが、これも力学と対応させると、質点の質量の大 小関係によって、入射した質点が跳ね返るのか突き進



図6 玉突き現象の光学版

むかという違いとして、直観的にも理解しやすいであろう。また、力学の場合では、位相という概念 は全く現れていなかったのが、電磁波とのアナロジーを考えることによって、速度の向きを位相の 違いとして解釈しなおすことができる。これについては後で考察する。今は電磁場は古典的に扱っ ているが、量子化した場合を想定すると、真空場に対応していて興味深い。

3.3 正面衝突の光学アナロジー

次に、2.3 で取り扱った正面衝突に対応する光学 現象を考えてみる。そのためには、図 7 に示すよう に、界面に向かって左右から逆相の電場をもつ光を 入射させるとよい。このとき、37 の媒質での電場は ゼロになり、Y の媒質では右向きに 2 倍の電場の光 が伝わっていく。

この結果は、左右から光を入射することによって、 片方の媒質中での電場を打ち消し、もう片方の媒質 では電場が強め合っていることによる。これらは媒 質中での入射と反射・透過波との干渉による帰結な ので、光の波としての性質が顕著に現れているとい える。ここで興味深いのは、対応する力学の衝突現 象では、質点どうしが関係するのは衝突した瞬間の みであって、衝突前後ではお互い全く無関係だとい



図7 正面衝突の光学版

う点である。光の現象と質点の現象とで、同じ式で表される現象であるにも関わらず、それぞれのも つ物理的性質は波動性と粒子性という別々のものであって、しかもそれらが古典論で現れている。

3.4 時間反転過程

力学現象と同様に、3.3と3.4の光学現象も互いに時間反転の関係にあることがわかる。その様子 を図 8 に示す。このように、一見すると異なる現象であっても、時間反転や力学との対応を考えるこ とによって、関連性がみえてくることがある。



図8光の反射・透過現象と時間反転

3.5 すれ違い現象

正面衝突の光学アナロジーでは、界面に向かって互いに逆相の電磁波を入射した。それでは、 同相の電磁波の場合はどうなるだろうか。力学との対応から考えるとわかりやすい。その様子を図9 に示す。



図 9 (a) 並走 (b) すれ違い現象

図 9(a)のように、力学において 2 体が同じ速度で運動している場合を考える。このとき、互いの距離は縮まらないので衝突は起きずに、間隔が変わらないまま並走し続けることになり、力学現象としては自明。

一方、光学へのアナロジーで対応する現象は図 9(b)に示す通りで、互いに逆向きに界面に向かう光が、すれ違ってそのまま透過していくことになる。しかし、力学の場合と違うのは、入射した 2 つの波はそれぞれ反射・透過していることである。2 つの反射波と2 つの透過波が干渉することによって、結果的には何事も無かったかのような振舞いになっている。

3.6 位相による現象の違い

時間反転過程として2つの現象をみたが、入射 波の位相変化として見直すと、これらの現象を連 続的に繋げて解釈することができる。

図 10 のように、左側から入射する電場は固定して、右側からの入射波の位相を θとしたときに、位相変化に対して現象がどうなるかを考える。右側 へ反射する振幅 E₂は、

で与えられる。これより、θ=0のときが3.6のすれ違い、θ=πのときが3.3の正面衝突の現象に対応し

$$E'_{2} = \frac{E_{1}}{2} (3 - e^{i\theta}), \qquad (10)$$



図 10 片方の入射波の位相を変化させた場合

ている。0<6<πの場合は、それらの中間の現象であって、光学現象としては反射率と透過率が非ゼロになる。これを力学へ適用するのは興味深い。

3.7 重ね合わせ

これまで、光学については線形の範囲で議論をしており、重ね合わせの原理が成立する。力学 でも全く同じ数式で表されて線形であるから、光と同様に、現象どうしを重ね合わせたものも新たな 現象として成立する。そこで、正面衝突を例にとって、重ね合わせとして記述してみよう。

図 11(a)のように、光を片側だけから入射する場合を素過程とみて、それらを重ね合わせると、正面衝突の光学アナロジーの結果を再現することができる。これはすでに考察した通りで、素過程のそれぞれにある反射波や透過波が、打ち消し合ったり強め合ったりして、結果が得られていることが見てとれる。

これらの素過程を力学へ対応させると、図 11(b)のような衝突現象が素過程として理解できる。



図11 素過程の重ね合わせによる正面衝突の構成

4. まとめと今後の展望

カ学と光学について、特に衝突現象と反射・透過現象とのアナロジーに着目して、様々な現象を 互いに対応させて理解を深めた。ここで述べた例は、力学と光学それぞれにおいて1次元の基本 的な現象であった。このアナロジーに立脚して、さらに複雑な現象を統一的に眺めることで、新たな 現象を開拓することができるであろう。

また、ここで出発点に用いたアナロジーの式は、運動量保存とエネルギー保存という2つの保存 則であったが、他の系でも保存量に着目することで同一の方程式が得られれば、全く同様に現象 のアナロジーが可能である。一例を挙げると、剛体の力学において、慣性質量・角速度・角運動 量・トルクは、それぞれ質点の力学における質量・速度・運動量・力と対応させると全く同じ運動方 程式の形になるため、本稿で述べた現象も全て適用可能である。

基本的な現象は、適用範囲も広い。ここで述べたような数式上の一致から発展させて、2次元や3 次元の場合、電子や光を量子化した場合などを見直すことで、新たな視野がひらけるであろう。 RS16-06

平面金属構造近傍テラヘルツ波 と構造制御

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター テラヘルツサイエンスグループ 高野恵介 原田寛史、花井研一郎、吉村政志、中嶋誠



テラヘルツの波長域では、金属構造を用いた光学素子がよく使われている。 構造を使って、テラヘルツ帯で使える光学素子を作る。

目次:平面金属構造近傍テラヘルツ波と構造制御

- 平面金属構造の透過スペクトルとテラヘルツ光学素子
- 自己補対構造の広帯域応答
 -チェッカーボード構造とメッシュ構造
- 高強度テラヘルツ波パルスによる金属構造制御の可能性
 -コヒーラー
 - 金属ナノ粒子の接合

市販されているテラヘルツ帯金属構造光学素子





Achromatic THz wave plate



http://www.specac.com/products/far-ir-and-terahertzpolarizer/thz-free-standing-wire-grid-polarizer/533

M. Nagai, N. Mukai, Y. Minowa, M. Ashida, J. Takayanagi, and H. Ohtake, Opt. Lett. 39, 146 (2014).

金属2次元パターンの透過スペクトル



平面金属構造の透過スペクトルと テラヘルツ光学素子

構造の共鳴と透過スペクトル



構造上の共振に伴う振幅と位相変化を利用して、 光学応答が設計される。

テラヘルツ波吸収フィルム

Thin film absorber for THz waves whose wavelength is several 100 um. Above THz, magnetic material is not rich. Thin film absorber can be designed with structure.





Frequency (THz)

Film absorber is designed so that reflected

waves from 1st and 2nd layers are

interfered destructively.

H. T. Chen, J. F. O'Hara, A. K. Azad, and A. J. Taylor, "Manipulation of terahertz radiation using metamaterials," Laser & Photon. Rev., vol. 5, no. 4, pp. 513–533, May 2011.



V字アンテナ配列による集光 @ 0.85 THz







薄膜のインピーダンスとエネルギー吸収



表面抵抗R=z₀/2~188Ωのときに薄膜の吸収最大A=1/2



自己補対構造の広帯域応答



44



Broadband maximized absorption can be realized by self-complementary checkerboard patterns. K. Takano et al. Submitted

電場分布

作製試料



電場集中点の物質が全体の応答を決める





自己補対構造でなくても広帯域応答は作製できるか。

・構造設計の自由度向上

·透明化



12 mm Checkerboard

透明化

when we experious y we have the same more expression for the electrical cally of the same form as the defail the contract of the con oiven, for example have sane un trole atmines The

抵抗接続金属メッシュ構造のブロードバンド応答





6 8

1 Frequency (THz)

0.1

金属メッシュとチェッカーボード



Checkerboard



Coherer: Radio wave detector



高強度テラヘルツ波パルスによる 金属構造制御





Time dependence of conductivity

コンダクタンスの量子化









Time dependence of conductivity



THz peak amplitude: 160 kV/cm

Pulse repetition rate: 1 kHz



テラヘルツ波パルス

FDTD simulation of local enhanced field.



THz electric field is enhanced to be **6 MV/cm** in the antenna gap.

6 MV/cm → 0.6 V/nm

Comparable to the surface diffusion potential (0.3~0.6 eV) of typical metals.



THz pulse : low photon energy high voltage ~ ps pulse

Time dependence of conductivity



THz peak amplitude: 160 kV/cm

Pulse repetition rate: 1 kHz



まとめ

- 平面金属構造の透過スペクトルとテラヘルツ光学素子
- 自己補対構造の広帯域応答
 -チェッカーボード構造とメッシュ構造
- 高強度テラヘルツ波パルスによる金属構造制御の可能性
 -コヒーラー
 -金属ナノ粒子の接合

Is there possibility to control molecular rotor by THz waves?

自己補対"構造"でなくとも良い

電場集中部のインピーダンス制御により、周波数無依存応答の発現が示唆される。

自己補対構造でなくても良い





Flat Optics: 波長よりもはるかに薄い素子で任意の波面制御を実現する。 N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. Aleta, J.-P. Tetienne, F. Capasso, and Z. Gaburro, "Light Propagation with Phase Discontinuities: Generalized Laws of Reflection and Refraction," Science, vol. 334, no. 6054, pp. 333–337, Oct. 2011.

一般化したスネルの法則

n

dΦ

 $n_t \sin \theta_t - n_i \sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\Phi}{dx}$

煤質界面で、不運続に生じる位相変化の空間分 布がある場合の波面の進む向きを決定する式。 フェイズドアレイアンテナの考え方と類似。

スネルの法則:通常の媒質界面

1



 $n_i \sin \theta_i - n_t \sin \theta_t = 0$

媒質中での光の速度(屈折率)で屈折波の波面の 方向が決まる。

メタマテリアルあるいはメタ表面によって、媒質表面に位相不連続面を作るこ とで、任意の屈折角と反射角が実現可能。





Metals for terahertz waves

Permittivity dispersion of metals (Drude dispersion)



 $\epsilon \sim -10^5$ + i10^6 @THz: Metals behave like perfect conductors.

Transmission and Skin Depth of AI 60nm-film



熱音響現象とその応用に 向けての取り組み

坂本眞一 滋賀県立大学

熱音響現象

輻射科学研究会資料

輻射科学研究会資料

自己紹介

熱音響現象とは

熱音響現象とは, 音と熱が関わり合う現象であり, エネルギー変換とエネルギー輸送という 2つの側面をもつ. 1つは音エネルギーから熱エネルギー, また熱エネルギーから音エネルギーへの エネルギー変換であり, もう1つは音エネルギーや熱エネルギーの エネルギー輸送である

さがしもの!!

- ・小さな穴の空いたもの
- ・熱に強いもの

輻射科学研究会資料

- ・重いものと軽いものを混ぜる技術
- ・表面状態を変える方法:メッキ??スパッター
- ・熱を遮るデバイス:面的,線的
- ・発電機器,発電デバイス
- 熱伝導率の異方性材料

輻射科学研究会資料







熱百醫現象:熱と百波が関わる現象



熱音響冷却システム:パルス管

音エネルギー → 熱エネルギー







輻射科学研究会資料

スタック

熱音響冷却システム 写真&冷却効果











52



輻射科学研究会資料

ループ管のエネルギーの流れ



進行波成分と定在波成分 $P = p_0 \exp(i\omega t)$ $U = u_0 \exp\{i(\omega t + \phi)\}$ $U = \frac{u_0 \cos\phi \exp(i\omega t)}{2} + \frac{u_0 \sin\phi \exp\left(i\omega t + \frac{\pi}{2}\right)}$ 進行波成分 定在波成分





参考文献など

- 赫音響關係の主要論文(順不同), 例えば、
- 一部官署館除の正実職文(明不用), 例えば、. . 二、Yazzk, A. Jubata, T. Meakwaw, and A. Tominaga, "Traveling Wave Thermoacoustic Engine in a Looped Tube," Phys. Rev. Lett., vol. 81, No. 15, pp. 3128-3131, Oct. 1998 二 Y. Yazzki, and A. Tominaga, "Measurement of sound generation in thermoacoustic oscillations," Proc. R. Soc. Lond. A., vol. 454, pp. 2113-2122, 1998

- □ T. Yazaki, and A. Tominaga, "Measurement of sound generation in thermoacoustic oscillations," Proc. R. Soc. Lond. A., vol. 454, pp. 2113-2122, 1998
 □ T. Buwa, Y. Leda, T. Yazaki, and U. Mizutani: "Work flow measurements in a thermoacoustic engine" Cryogenics 41, 305-310 (2001).
 □ Y. Ueda, T. Biwa, U. Mizutani, and T. Yazaki, "Acoustic field in a thermoacoustic Stirling engine having a looped tube and resonator," Appl. Phys. Lett., vol. 81, No. 27, pp. 5252-5254, Dec. 2002
 □ T. Yazaki, T. Biwa, and A. Tominaga, "A platomess Stirling code," Appl. Phys. Lett., vol. 80, No. 1, pp. 157-159, Jan. 2002
 □ T. Yazaki, T. Biwa, and A. Tominaga, "A platomess Stirling code," Appl. Phys. Lett., vol. 80, No. 1, pp. 157-159, Jan. 2002
 □ T. Hawa, Y. Tashiro, M. Ishigaki, Y. Ueda, and T. Yazaki: "Measurements of acoustic streaming in a looped-tube thermoacoustic engine with a jet pump?. Appl. Phys. 10, 164914_1-5 (2007)
 □ Buwa, Y. Tashiro, H. Nomura, Y. Ueda and T. Yazaki: "Experimental verification of a two-sensor acoustic intensity measurement in loss yduckir." Anotat. Soc. Am. 124, 1584-1590 (2008)
 □ V. Ueda, T. Kato, and C. Kato: "Experimental evaluation of the acoustic properties of stacked-screen regenerators". J. Acoust. Soc. Am. 124, 1584-1590 (2008)
 □ Katell, "Appl. "Phermacoustic Engines and Refrigerators," Physics Today, pp. 22-28, July 1995
 □ G. W. Switt, "Thermoacoustic Engines and Refrigerators," Physics Today, pp. 135-338, May, 1999
 □ Su. Carrett and S. Backhaus, "The Phare of Sound: Soc. Am. 20. 88, 2000
 □ S. L. Garrett and S. Backhaus, "The Physer Osourt, Sci. Min, U. 88, 2000
 □ S. Backhaus, and G. W. Swift, "A thermoacoustic-Stirling heat engine: Detailed study," J. Acoust. Soc. Am. , vol. 107, No. 6, pp. 3148-3156, June 2000

熱→音変換効率:インテンシティ分布



論文

版本日 転末ら
 5. Sakamoto and Y. Watanabe, "The experimental studies of thermoacoustic cooler," Litrasonics, Vol. 42, pp. 53-56, 2004.
 5. Sakamoto, T. Tsujimoto and Y. Watanabe, "Generation Mechanism of Heat Flows near the Stack as a Prime Mover in a Thermoacoustic Cooling System," Jon. J. Appl. Phys., Vol. 43, No. 5A, pp. 275-2753, 2004.
 5. Sakamoto and Y. Watanabe, "Experimental study on resonance frequency of loop-tube-type thermoacoustic cooling system," Acoust. Sci. 8 Tech., Vol. 27 No. 6, pp. 361-365, 2006.
 5. Sakamoto and Y. Watanabe, "Improvement in Performance of Stack as Heat Pump of Thermoacoustic cooling System," Cooling System, Portices of Heat Boundary Layer upon Cooling Effect, "jnn. J. Appl. Phys., Vol. 43 No. 12, pp. 9257-9258, 2006.
 5. Sakamoto, Y. Imanura and Y. Watanabe, "Improvement of Cooling Effect of Loop-Tube-Type Thermoacoustic Cooling System (System, Yoyhing Phase Adjuster," Jnn. J. Appl. Phys., Vol. 45 No. 12, pp. 9257-9258, 2006.
 5. Sakamoto, Y. Imanura and Y. Watanabe, "Improvement of Cooling Effect of Loop-Tube-Type Thermoacoustic Cooling System (System Appl. Phys., Vol. 45 No. 78, pp. 4951-4955, 2007.
 5. Sakamoto, Y. Imanura, and Y. Watanabe, "Improvement of Cooling Effect of Loop-Tube-Type Thermoacoustic Cooling System Appl. Phys., Vol. 45 No. 78, pp. 4951-4955, 2007.
 5. Sakamoto, Y. Estimatura, "Layer, "Layer, "Improvement of Cooling Effect of Loop-Tube-Type Thermacoustic Cooling System Appl. Phys., Vol. 45 No. 78, pp. 4951-4955, 2007.
 5. Sakamoto, Sakamoto, Sakamoto, Sakamoto, Sakamoto, Sakamoto, Sakamoto, Sakamoto, Sakamoto, No. 11, pp. 993-997, 2007.

- 2007. □ 坂本 眞一、婆辺 好泉、省で冷やす、音で暖める 一熱音響技術一、" 日本機械学会誌、Vol. 111, No. 1074, pp. 60-63, 2008. □ 坂本 眞一、小空 慎大郎、婆辺 井孝、"熱音響原紙副における非基節現象よその影響について、" 電子情報運貨学会論文誌 A. Vol. 791-A, No. 12, pp. 1161-1165, 2008. ⑤. Sakamobu, H. Vishika, A. Sakaguchi, and Y. Watanabe "Heat Pump Placed in the Resonance Tube Connected to the Loop-Tube-Type Thermoscustic Cooling System Improves the Cooling Effect," Jp. J. Appl. Phys., 07GM01-1-4, 2009. ♥. Oritor, S. Sakamobu, Y. Jun, T. Tienove and Y. Watanabe, "Humerical analysis of the effect of local diameter reduction on the critical temperature of thermoscustic oscillations in a looped tube," Jpn. J. Appl. Phys. 53 07KE13 (2014).

輻射科学研究会資料

謝辞

本研究の一部は、 地域イノベーション戦略支援プログラム, サテライトクラスタープログラム 日本学術振興会科研費若手研究(A)(B), 日本学術振興会科研費挑戦的萌芽研究. 文科省知的クラスター創成事業 科学技術振興機構シーズ発掘試験 村田学術振興財団 小野音響学研究助成基金, 立石科学技術振興財団, 関西エネルギー・リサイクル科学研究振興財団 の補助を受けた。ここに謝意を表する。 の補助を受けた。ここに謝意を表する。 研究を進めるに当たり、多くのご指導をいただきました。 「振動流エネルギー変換・輸送現象研究会」、「熱音響デバイス研究会」、 「応用熱音響デバイス研究会」、「非線形音響研究会」ならびにアドバイス頂きました 皆様に感謝申し上げます。

連絡先

アドバイスお願いします!! 滋賀県立大学 工学部 電子システム工学科 坂本 眞一 0749-28-9555 sakamoto.s@e.usp.ac.jp http://www.shin1sakamoto.com/

輻射科学研究会資料 RS16-08

方向性結合器のGreen-関数を用いた解析 とパラメータ設計

上ヶ市 実央 岸 岡 清 大阪電気通信大学・電子機械工学科

2017年3月23日

於 大阪電気通信大学・駅前キャンパス

1 まえがき

近年、光通信システム技術の目覚しい進化とその用途の拡大に伴い、光スイッチや波長 合・分波などの光デバイスの高性能化と、高信頼性の確保が必要不可欠となっている。中 でも、導波路を伝搬する光の波としての性質を巧みに利用して、その位相や干渉状態を制 御する高機能な平面導波路形光デバイスは、低コスト、集積度、量産性、信頼性から最も 優れた形態の光デバイスと言える。

方向性結合器 (Directional Coupler) は、光導波路で構成される光集積回路素子の基本構成要素の一つとして、種々の構造が提案され、その製作方法を含めて盛んに研究されている [1]。導波路間で起こるパワー移行は、屈折率、導波路幅等の構造パラメータに与える 摂動量を制御することによって、所望の特性が実現されている。

結合器の特性の解析方法として、BPM(Beam Propagation Method)のような計算機を 用いる数値計算法 [2] と、結合理論を用いる解析的な手法 [3][4][5] が広く用いられている。 BPM は、結合器内を伝搬する光の界分布の様子を可視化するのに有効であり、構造パラ メータに対する適用範囲も広い。計算精度も高く、パラメータの摂動を含む煩雑な構造へ の適用可能であるが、特性の各パラメータ依存性の把握が難しく、多大な計算時間を要す る難点があることを指摘できる。一方、結合理論による解析は、摂動が特性に与える物理 的な意味の把握が容易であることに加え、計算コストは BPM より遥かに優位である。

本報告では、構造パラメータに摂動を含む2導波路方向性結合器が理論的に取り扱われ ている。パラメータの摂動量と特性との関係の把握を容易にする目的で、導波路のモード 振幅の間に成立する結合方程式の解の Green-関数 [6] を用いた定式化が行われている。さ らに、Green-関数による表現を活かして、非線形結合器のパラメータの設計例 [7] も示さ れている。

結合方程式を Green-関数を用いて解法することによって、摂動を持った結合系の解が 解析的に簡潔に表現され、導波路間で生じる光のパワー移行特性のパラメータ依存性の把 握が容易となっている。加えて、非線形光学効果 (Kerr-効果) による屈折率の摂動と、導 波路幅等の幾何学的な摂動を区別することなく、統一的に取り扱うことが可能である点も 大きな特長となっている。

2 方向性結合器の動作



図1:結合器内のパワー移行

方向性結合器では、片方の導波路から入射した光が伝搬するにつれて、図1に示すよう にもう片方の導波路へと移行する。結合器の断面 (y 方向)の界分布 F(y) を、導波路が単 独で存在していた場合のそれぞれの導波路のモードの界分布 f₁(y)、f₂(y)の和として、

$$F(y) = a_1(z)f_1(y) + a_2(z)f_2(y)$$
(1)

のように近似的に表す。それぞれの導波路の界は、お互いの影響を受けて伝搬方向 (z 方向) に沿って変化するが、その変化は $a_1(z)$ 、 $a_2(z)$ によって表されている。各導波路のモード の界分布が伝送電力で規格されていれば、規格化された界分布は、 $\int |f_i|^2 dy = 1$, (i = 1, 2)を満たすので、各導波路の伝送電力 P_i , (i = 1, 2) は、

$$P_i = |a_i|^2 \int_{\text{A}\ddot{y}\&\text{B}\&\text{B}\&\text{B}\&\text{B}\&\text{B}\&\text{B}\&\text{B}\\ |f|^2 dy = |a_i|^2, \ (i = 1, 2)$$
(2)

のようにモード振幅a_iの絶対値の2乗で表される。

モード振幅 a_i は、F(y)をMaxwellの方程式に代入して得られるzに関する連立微分方 程式を満たし、それを解くことによって、各導波路の光パワーのz依存性を知ることがで きる。

2.1 摂動がある結合器

図2に示されるような、2導波路間に位相不整合 (伝搬定数の差) を与えた結合器を考える。伝搬定数差が生じる要因としては導波路幅の差異、屈折率の変化等が想定される。図2には、一様な伝搬定数差 Δ_0 と伝搬軸に沿って変化する伝搬定数差 $\delta_1(z)$ 、 $\delta_2(z)$ の両方が存在する結合器が描かれている。

図2のように、導波路間に位相不整合があると、導波路間のパワー移行が妨げられ、完 全なパワー移行が起こらなくなる。位相不整合量の伝搬軸に沿った分布を調整することに より、波長フィルタ、パワーデバイダ、分波器等の機能素子に、所望の特性を持たせるこ とができる。 第6節で示される計算例には、非線形光学効果 (Kerr-効果) によって光強度に比例して 導波路の屈折率が変化し、それによってモードの伝搬定数が変化し、伝搬定数差を生じる 場合のパワー移行特性が示される。以下に、結合器を構成する平板導波路が非線形性を有 し、伝送電力の値によってモードの実効屈折率が変化する場合を想定し、伝送電力 P に 対するモードの実効屈折 n_{eff} の変化率が求められる。



図3に、計算に用いられる平板導波路を伝搬する基本モードの実効屈折率 n_{eff} の伝送 電力Pに対する変化がプロットされている。実効屈折率の変化量 Δn_{eff} と伝送電力Pに は、比例関係; $\Delta n_{eff} = N_2 P$ が成立している。比例定数 N_2 を図3のプロットに1次関 数フィッティングを適用して求めると、 3.605×10^{-4} [m/W]を得る。 N_2 の値より、伝送パ ワーPが与えられた時の伝搬定数の摂動量 δ はモード振幅を用いて、

$$\delta = \Delta n_{eff} \cdot k_0 = N_2 \cdot P = N_2 \cdot |a|^2 \cdot k_0 \tag{3}$$

の様に得られる。ここで、k₀は光の真空中での波数である。

なお、導波路の材料には、半導体ドープガラスが想定され、バルクでの屈折率の変化を 与える比例定数である非線形屈折率 n_2 の値は、 4.415×10^{-4} [m/W] である [3]。計算に用 いた導波路の構造パラメータは表1に示されている。

3 一様なパラメータを持つ結合方程式の結合方程式の解

ここでは、一様な構造パラメータと一様な位相不整合量 Δ_0 を持つ結合器"非摂動系"の結合方程式の解が求められる。



図4:一様なパラメータを持つ結合器

図4に示すように、一様な位相不整合量 $\pm \Delta_0$ を持つ結合器に於いて、各導波路の界の z方向の変化を与えるモード振幅を速い変化と遅い変化の積で表し、 $a_i(z) \cdot e^{-j\beta}$ とすると、 遅い変化を表す $a_i(z)$, (i = 1, 2)についての結合方程式は、

$$\frac{\partial \boldsymbol{a}}{\partial z} = -j \begin{pmatrix} +\Delta_0 & c \\ c & -\Delta_0 \end{pmatrix} \boldsymbol{a} \equiv -j\hat{C}\boldsymbol{a}$$
(4)

で与えられる。ここで、βは導波路が独立してある時のモードの伝搬定数である。 非摂動系の結合方程式の解は、

$$\boldsymbol{a}(z) = \hat{F}\boldsymbol{a}(0) \tag{5}$$

で与えられる。ここで、*Ê*はモード振幅の伝送行列と呼ばれるモード振幅の伝搬を表す行 列で、

$$\hat{F} = \hat{T} \begin{pmatrix} e^{-jqz} & 0 \\ 0 & e^{jqz} \end{pmatrix} \hat{T}^{-1}$$

$$= \begin{pmatrix} \cos qz - j \left(\frac{\Delta_0}{q}\right) \sin qz & -j \left(\frac{c}{q}\right) \sin qz \\ -j \left(\frac{c}{q}\right) \sin qz & \cos qz + j \left(\frac{\Delta_0}{q}\right) \sin qz \end{pmatrix}$$

$$\hat{T} = \begin{pmatrix} c & c \\ q - \Delta_0 & -(q + \Delta_0) \end{pmatrix}, \quad q = \sqrt{c^2 + \Delta_0^2}$$
(6)
$$(7)$$

と表される。

4 摂動系の結合方程式のGreen-関数による解

ここでは、パラメータに摂動を含む結合方程式のGreen-関数による解法が示される。

4.1 結合方程式の Green-関数による表現

図2に示すような、一様な位相不整合量 $\pm \Delta_0$ に加えて、zの関数として与えられる位相 不整合量 $\delta_i(z)$, (i = 1, 2)を持った結合器を考える。この結合器に対する結合方程式は、

$$\frac{\partial \boldsymbol{a}(z)}{\partial z} + j \begin{pmatrix} \delta_1(z) + \Delta_0 & c \\ c & \delta_2(z) - \Delta_0 \end{pmatrix} \boldsymbol{a}(z) = 0$$
(8)

で与えられる。右辺が摂動項になるように変形をすると、

$$\frac{\partial \boldsymbol{a}(z)}{\partial z} + j \begin{pmatrix} \Delta_0 & c \\ c & -\Delta_0 \end{pmatrix} \boldsymbol{a}(z) = -j \begin{pmatrix} \delta_1(z) & 0 \\ 0 & \delta_2(z) \end{pmatrix} \boldsymbol{a}(z)$$
(9)

となる。この方程式の右辺を波源(強制項)と見なし、それをδ-関数に置き換えた方程式

$$\frac{\partial \hat{G}_0}{\partial z} + j \begin{pmatrix} \Delta_0 & c \\ c & -\Delta_0 \end{pmatrix} \hat{G}_0 = -\delta \left(z - \xi\right)$$
(10)

を考える。この方程式を満たす Green-関数 (Diadic Green-関数) と呼ばれる解を用いると、 摂動項を含む結合方程式の解を求めることができる。

その解は Green-関数 \hat{G}_0 を用いると、

$$\boldsymbol{a}(z) = \bar{\boldsymbol{a}}(z) + j \int_0^z \hat{G}_0(z;\xi) \begin{pmatrix} \delta_1(\xi) & 0\\ 0 & \delta_2(\xi) \end{pmatrix} \boldsymbol{a}(\xi) d\xi$$
(11)

と表すことができる。ここで、 $\bar{a}(z)$ は摂動が無い結合器のモード振幅を表し、式(6)の伝送行列 \hat{F} によって

$$\bar{\boldsymbol{a}}(z) = \hat{F}\boldsymbol{a}(0) \tag{12}$$

と与えられる。式 (11) が摂動項を含む結合方程式の解であることは、式 (8) 又は (9) に直接代入して、容易に確かめることができる。

4.2 Diadic-Green 関数の導出

式(10)の両辺をフーリエ変換して整理すると、

$$\hat{\tilde{G}}_{0} = j \begin{bmatrix} \Delta_{0} + \alpha & c \\ c & \alpha - \Delta_{0} \end{bmatrix}^{-1} e^{-j\alpha\xi}$$

$$= \frac{j}{\alpha^{2} - q^{2}} \begin{bmatrix} \alpha - \Delta_{0} & -c \\ -c & \Delta_{0} + \alpha \end{bmatrix} e^{-j\alpha\xi}$$
(13)

となる。ここで、Ĝ₀のようにフーリエ変換をĜで表した。



図5: 複素積分路

 \hat{G}_0 は、式 (13)を各成分ごとに逆フーリエ変換することによって求められる。逆フーリ エ変換に必要な複素積分の積分路を図 5 に示す。実軸上に $\pm q$ の極が存在しているため、 積分領域内に極が含まれるように積分路が設定されている。また、積分の収束を考慮し て、 $I_m(\alpha) > 0$ の条件が満たされるよう積分路が選ばれ、複素積分は2つの極の留数の和 として得ることができる。

以上の計算結果を纏めると \hat{G}_0 は、

$$\hat{G}_0(z;\xi) = \begin{pmatrix} -\cos q(z-\xi) + j\left(\frac{\Delta_0}{q}\right)\sin q(z-\xi) & j\left(\frac{c}{q}\right)\sin q(z-\xi) \\ j\left(\frac{c}{q}\right)\sin q(z-\xi) & -\cos q(z-\xi) - j\left(\frac{\Delta_0}{q}\right)\sin q(z-\xi) \end{pmatrix}$$
(14)

と求められる。

5 特性の解析例

ここでは、前節までに得られた摂動項を含む結合方程式の解を用いた数値計算結果を示し、Green-関数を用いた解の表現式の有用性が示される。

式 (11) を見ると、摂動項を与える Green-関数を積分項に求めるべきモード振幅 a が含まれている。すなわち、Green-関数を用いた解の表現式は、積分方程式になっている。積分方程式の解法のために必要な積分項の近似計算として;

(i)積分に含まれる a を非摂動解 ā で近似する方法、

(ii) 積分に含まれている a に (i) によって得られた近似解を使い、積分を繰り返す反復法、
 (iii) 積分範囲を小区間に分け、求積法を用いる逐次近似法

等が考えられる。以下の計算では、線形結合器においては (ii) が、より精度が求められる 非線形結合器には (iii) が用いられる。

5.1 線形結合器



(d) δ が大きい場合

図6:線形結合器のパワー移行特性の計算例

図6には、線形材料で構成された結合器(線形結合器)に反復法を適用して得られたパワー移行特性の計算例が示される。図(a)には、不整合量の摂動項 $\delta_1 \ge \delta_2$ のzに沿った位置が描かれている。また、図(b)には、 $\delta_1 \ge \delta_2$ のzに沿ったstep-形状の分布が示されている。stepの長さ*ls*は、*ls_i* = *l*/(2*i*)に従って決められている。ここで、*i*はzに沿った区間番号を表している。

図 (c) と (d) には、 δ の振幅が異なる計算例が示されている。(c) には振幅が 0.125 × c の 結果が、また、(d) には 0.5 × c の場合が描かれている。何れの場合も、反復回数を変えて 計算された結果が同時に描かれている。反復回数による計算精度の改善を示すために、両 導波路の伝送電力の和 $P_{total} = |a_1|^2 + |a_2|^2$ の値もプロットされている。計算結果を見る と、摂動量の振幅が小さい構造 (図 (c)) に於いては、数回の反復によって計算精度が確保 されることが判る。これに対して、摂動量の振幅が大きくなると (図 (d))、反復回数を増 やしても、十分な精度が得られないことが判る。

なお、この計算例では、*z*方向に対して一様な位相不整合 Δ_0 の値は、それぞれ、図 (c) では $\Delta_0 = 0.125 \times c$ 、図 (d) では $\Delta_0 = 0.5 \times c$ に設定されている。

5.2 非線形結合器

図7には、非線形結合器の解析の困難さが概念的に描かれている。非線形結合器は屈折 率が光強度に依存して変化するため、導波路の断面内の光強度が判らなければ、伝搬定数 βを決めることができない。反対に導波路断面の光強度は、位相不整合量に支配されるパ ワー移行量に依存する。このように、屈折率の変化を通して、位相不整合量とパワー移行 量はお互いに関係し合っているので、線形結合のように、各パラメータを独立に決めるこ とができない。

つまり、特性を決めるパラメータが互いに絡み合う再帰的な関係にあることが、非線形 結合器の解析を困難なものにしているが、Green-関数を用いると比較的簡単に特性を得る ことができる。



図7:非線形結合器の解析の困難さ

図8に、両導波路とも非線形性を持つ結合器のパワー移行特性の計算例が示されている。入射パワー P_{in} を0.1~0.5[W]の範囲で変えて計算されている。結合器の長さ l_c は、 $l_c = 5$ [mm]に設定されている。この長さは、結合器が線形動作する場合、即ち、 P_{in} が十分小さく、導波路の非線形性を無視できる状態での結合長に設定されている。何れの場合も、光は導波路1から入力されていると想定され、 $\Delta_0 = 0$ に設定されている。

また、Green-関数による解の表示に現れる積分方程式の解法には、逐次近似法が用いられている。



図8:逐次近似法を用いた解析結果

入射パワーが小さい領域では、両導波路の P_{in} で規格化されたパワーの合計値 (Total-Power)の値が、zの全計算領域で1に保たれており、精度の良い結果が得られることが 判る。

*P_{in}*の増加に伴って位相不整合量 δ(z) が増加するため、出力端では完全なパワー移行が 起きないことが判る。さらに、積分方程式の解法の近似に伴う誤差のために、規格化され たパワーの合計値が1に保たれず、精度が悪化していることも判る。

6 非線形結合器のパラメータ設計

ここでは、結合器を伝搬軸に沿って 10 個の小区間に分け、所望のパワー分岐比を得る ために必要な各小区間の位相不整合量 δ_{i1} 、 δ_{i2} , (i = 1, 10) と、一様な不整合量 Δ_0 の合計 21 個の値の設計を行っている。

非線形結合器を構成する非線形導波路では、各点での伝送パワー $|a_i(z)|^2$ に比例して実 効屈折率が変化し、それによって、位相不整合量も変化することになる。従って、各 z の 位置でのモード振幅を与える式 (11) に含まれる $\delta_1(z) \ge \delta_2(z)$ は、伝送パワーが十分に小 さい線形領域での値 $\delta_{i\nu}$, $(i = 1, 10; \nu = 1, 2)$ と、非線形性に起因する値 $N_2|a(z)|^2$ の和と して,導波路 1 及び 2 に於いて、

 $\delta_1(z) = \delta_{i1} + N_2 |a_1(z)|^2, \quad \delta_1(z) = \delta_{i2} + N_2 |a_2(z)|^2 \quad (i = 1, 10)$

と表される。ここで、設計されるのは、線形領域の位相不整合量である δ_{i1} と δ_{i2} と Δ_0 の 値である。

最適な位相不整合量の値は、Newton 法 [7] を用いて、所望の分岐比と計算で得られる 値との差の2乗が最小(極小)となるように決定される。 以下に示される設計では、線形領域での結合長lを与え、それより結合係数を $c = \pi/2l$ によって与えている。また、結合器の長さ l_c も各例でそれぞれ予め与えている。

設計例は;(1)3dB-パワーデバイダ、(2) 光スイッチ、(3) パワーフィルタ、及び(4) パワー リミッタの4つである。全ての設計例に於いて、光は導波路1にのみに入射されると想定 されている。また、導波路の非線形特性については、設計例(1)では、片方のみが非線形 の場合と、両方が非線形の場合が示される。一方、設計例(2)~(4)では、片方が非線形と 想定されている。

6.1 3dB-パワーデバイダ

図 9、10 に 3dB-パワーデバイダの設計例が示されている。図 9 は、導波路 1(入力側) のみが非線形導波路の場合である。図 10 は、両方が非線形の場合である。何れの例に於 いても、(a) には、設計された位相不整合量 $\delta_{i1,i2}$ の伝搬軸に沿った分布が示され、(b) に は分岐比の入射光パワー依存性が示されている。図 9、10 の結果とも、入射光パワー P_{in} の広範囲な変化に対して、出力パワーの等分配が実現されている。これらの設計例では、 l = 4.0[mm]、 $l_c = 5.0$ [mm] に設定されている。位相不整合量 δ_{i1} 、 δ_{i2} 、及び Δ_0 の値は、結 合係数の値で規格化されて示されている。



図 9:3dB-パワーデバイダの設計例 (導波路1が非線形の場合)



図 10:3dB-パワーデバイダの設計例 (両導波路が非線形の場合)

6.2 光スイッチ



図 11: 光スイッチの設計例

図11に光スイッチの設計例が示されている。分岐比の設定値は;Cross-state @ P_{in} =0.2[W]、 Bar-state @ P_{in} =0.6[W] である。分岐比が設定値に近い値となるように、 Δ_0 の値が設計されている。l = 4.5[mm]、 $l_c = 5.0[mm]$ に設定されている。設計された結合器の特性から判るように、パラメータを適切に設定することで、"光による光のスイッチ"が可能であることが期待される。

6.3 パワーフィルタ

パワーフィルタとは、入射パワーの値によって出力光強度に所望の変化を与える動作を 言う。ここで示す例では、Cross-portの規格化出力 *P*_{out}/*P*_{in} が入力パワー *P*_{in} に対して、 与えられた Gauss-分布に従って変化する様に設計される。

例では、Cross-portの規格化出力 Pout/Pin が

$$P_{out}/P_{in} = P_{max} \exp\left[-\left(\frac{P_{in}-P_0}{w}\right)^2\right]$$

で与えられる P_{in} に対する依存性を持つように位相不整合量が設計される。ここで、 P_0 は Gauss-分布が極大となる P_{in} の値である。2w は分布の半値幅を与えるパラメータである。

図 12 に示された例では、目標分布を決定するパラメータは、 $P_0 = 0.25$ 、w = 0.12 に 設定されている。設定値として、Gauss-分布上にある7つの点 (丸印) が与えられている。 設計された $\delta_{i1} \ge \delta_{i2}$ の分布が図 (a) に、それを用いて計算されたフィルタ特性が図 (b) に それぞれ描かれている。Cross-port の出力光の P_{in} に対する変化は設定された分布によく 一致している。





図 13 には、フィルタの目標分布を方形にした場合の例が示されている。図 (b) の丸印 が設定値である。図 (a) には設計された $\delta_{i1} \geq \delta_{i2}$ の分布が、また、図 (b) には計算された 特性が示されている。目標分布の形状を急峻なものにすると、設計された特性は目標分布 から大きく異なったものとなった。l = 4.5[mm]、 $l_c = 15$ [mm] に設定されている。



図13:パワーフィルタの設計例(導波路1が非線形な場合)

6.4 パワーリミッタ

ここでは、パワーリミッタの設計例が示される。Cross-portの規格化出力 P_{out}/P_{in} が

 $P_{out}/P_{in} = P_{max} \left[1 - exp(-\alpha P_{in})\right], \quad \alpha = -\frac{\ln 0.1}{P_0}$

に従って変化する結合器が設計される。ここで、 P_{max} は P_{out}/P_{in} の上限値 (Limitted-Value)、 P_0 は $P_{out}/P_{in} = 0.9P_{max}$ となる P_{in} の値である。

図 14には、 $P_{max} = 0.25$ 、 $P_0 = 0.2$ と与えて、目標関数によって5つの目標値を与えて 設計された特性が示されている。図 (a) には δ_{i1} と δ_{i2} の分布が、図 (b) には分岐比の P_{in} 依存性が示されている。図中の丸印は目標値である。設計されたパラメータによって、結 合器はリミッタとしての動作をしていることが判る。l = 4.0[mm]、 $l_c = 5.0$ [mm] に設定 されている。



図14:パワーリミッタの設計例(導波路1が非線形な場合)

7 まとめ

本報告では、物理的意味の把握を目的に、方向性結合器の結合方程式の解の Green-関 数による定式化を行った。導出された解の表現式には、構造パラメータが物理的な意味が 理解し易い形で含まれており、特性の理解に有用であると同時に、パラメータの最適設計 にも有効であることを示した。

参考文献

- [1] 山口,岸岡;"リッヂ導波路非線形方向性結合器",平成25年度電気関係学会関西連合大会,G8-2(2013).
- [2] 大野,山口,岸岡;"非線形リッヂ導波路方向性結合器のパワー移行特性",平成25年度電気関係学会関西連合大会,G8-11(2013).
- [3] 森山,岸岡; "非線形方向性結合器の反復法による解析とその特性",大阪電気通信大学研究論集 (自然科学編)第43号, pp.13-26 (2008).
- [4] K.Yasumoto, H.Maeda and N.Maekawa; "Couple-Mode analysis of an Asymmetric Nonlinear Coupling Medium", IEEE, J.Quantum Electron., Vol.27, No.3, pp.708-795 (1991).
- [5] 沢、里村、岸岡、下代;"光工学概論"、朝倉書店、pp.142-144 (1995).
- [6] 篠崎寿夫, 若林敏雄, 木村正雄;"現代工学のための偏微分方程式とグリーン関数", 現代工学社 (1987).
- [7] 富士通サブルーチンパック SSL II(Scientific Subroutine Library II) ニュートン法 pp.466-469.

輻射科学研究会資料 RS16-09

水平設置型アンテナとビームパイロット信号を備えた 地上マイクロ波電力伝送システムを実現するための マイクロ波ミラーの研究

Study of Microwave Mirror for Terrestrial Microwave Power Transmission System

望月 諒 Ryo Mochizuki

石川 容平 Yohei Ishikawa 松室 尭之

篠原 真毅 Takayuki Matsumuro Naoki Shinohara

京都大学 生存圈研究所

Research Institute for Sustainable Humanosphere, Kyoto University

2016年3月23日 (火) 於:大阪電気通信大学
RS16-09

水平設置型アンテナとビームパイロット 信号を備えた地上電力伝送システムを 実現するためのマイクロ波ミラーの研究

京都大学 生存圈研究所 望月諒,石川容平,松室尭之,篠原真毅

> 平成29年3月23日 於:大阪電気通信大学・駅前キャンパス

 ・
 白然エネルギーの
 う
 が
 急
 X
 •日本の地理的特性(e.g..風力, 潮力) 自然エネルギーの高効率電力伝送 が必要

研究背景

 マイクロ波雷力伝送の海底ケーブル に対する優位性



Receiving

Receiving

antenna ($\Phi 50m$)

antenna ($\Phi 50m$)

洋上マイクロ波電力伝送システムの提案

目次

1.はじめに

2.FDTD法の詳細

3.マイクロ波ミラーの動作解析

4.ビームパイロット信号を備えたシステムへの適合 性

5.金属薄膜による電磁波の反射・吸収・透過

研究目的



6.まとめ



H O - ETMモード H_{u} $E \bigcirc$ -> H. TFモード

 E_{v}

FDTD法に用いるパラメーター



解析空間のモデル化



イメージを用いたµ波ミラーの動作確認





イメージを用いたµ波ミラーの動作確認



マイクロ波ミラー導入による影響





ビームパイロット信号によるビーム制御の先行研究



出典:松室尭之,石川容平,三谷友彦,松永真由美,篠原真毅, 、ビームパイロット信号と同 一周波数を持つマイクロ波送電システム用 直交2重モード誘電体共振器アンテナ,"IEICEアンテ ナ伝播研究会, Sept, 2016

74

ビームパイロット信号と時間反転界





ミラーが角度変動する場合







電力密度の変化





ビームパイロット信号の時間反転の繰り返し







0 -10 0 -10 c--20 0

-30 OC-

0 -10 -10 -20 -20

-30 OS-

(Bb)

40



76

凹状ミラーによるビームの反射







ビームパイロット信号の時間反転の繰り返し



Port2→Port1の伝送効率 99.6 99.55 99.5 (%) 99.5 99.45 99.4 99.35 99.3 99.25 2 3 4 5 6 8 9 10 Repetition number vacuum 457. PEC 1.5 m 1.0 m <1.0 m ► 20--r Port1(Rx) Port2(Tx)

電力密度の変化

Port2→Port1の場合のビームパ イロット信号の時間反転界の電 力密度分布の変化 凸型ミラーによるビームの広がり を打ち消すように、Port2から ビームを絞るように発射されてい る ビームパイロット信号の時間反転 を繰り返すことにより、凸型ミ ラーでの反射で生じる散乱波が

Port2から漏洩する電力が抑えら

抑えられている

れている



金属内部の等価回路表現

 FDTD法はメッシュサイズが1mm×1mm
 メッキ等金属の多層構造の膜厚はµmオーダ
 金属の多層構造によるマイクロ波の反射・吸収・透過を正確に計算 するために金属の等価回路表現が必要
 簡単のため直線偏波の垂直入射を考察

Maxwell方程式から等価回路へ①



77

凸型ミラーによるビームの反射







シミュレーション結果



まとめ



等価回路表現を用いた多層構造解析の例



78



輻射科学研究会資料 RS16-10

Non-Foster 素子の設計とその応用

Design of Non-Foster Circuit Elements and Their Applications

堀井康史

Yasushi Horii 関西大学総合情報学部 Kansai University

2017年3月23日

於 大阪電気通信大学

研究概要

インターネットを用いたクラウドサービス,ビッグデータへのアクセスが一般化し, IoT (Internet of Things)技術がより進化する中,将来を見据えた高速大容量無線ネットワーク技術の確立は,情報 産業の発展にとって最重要課題である.特に携帯電話を中心とする第5世代移動通信システムでは, コグニティブ無線やソフトウエア無線の技術が核となり,新しい無線通信サービスが提供されようと している.無線通信機器のデジタル化が進む中,RFフロントエンドに関しては今なおアナログ的な 要素が強く,アンテナの小型・広帯域化は未だ大きな課題となっている.

こうした中,小型アンテナに発生する不要なリアクタンス成分を,逆符号のリアクタンスで打ち消し、合成リアクタンスを零にする non-Foster 整合回路の研究が注目されている[1-3]. R. M. Foster は、 損失の無い2端子デバイスを受動素子で構成するとき、リアクタンスあるいはサセプタンスの周波数 微分値が必ず正の値をとることを見出した(Foster のリアクタンス定理). これに対して、負のキャ パシタや負のインダクタのリアクタンスの周波数微分値を計算すると負になることから、これらの素 子は「non-Foster 素子」と呼ばれている.

non-Foster 素子は、能動素子と正帰還回路を含む負性インピーダンス変換器(Negative Impedance Converter, NIC)を用いて作られる.しかしながら、帰還回路の増幅度がわずかにでも1を超すと、回路は発振状態となり、本来の目的出るリアクタンスの符号反転機能が失われる.

本稿では、数々のNIC回路の中でも比較的安定に動作する2ポートのLinvill型 Floating NIC [5]について、その動作原理を説明する.そして、この回路を総合的に特性評価を行うための周波数解析、時間領域解析、ループ利得解析、スペクトラム解析について紹介し、NIC 設計における回路動作の安定化について議論する.最後に non-Foster 素子を用いた応用例として、電磁メタマテリアルにおける動作帯域の広帯域化、負の群遅延特性の生成について言及する.

参考文献

- [1] K. S. Song, "Non-Foster impedance matching and loading networks for electrically small antennas," *Dissertation of Electrical and Computer Engineering*, The Ohio State University, 2011.
- [2] C. R. White, J. S. Colburn, R. G. Nagele, "A non-Foster VHF monopole antenna," *IEEE Ant. Wireless Prop., Lett.*, vol. 11, pp. 584-587, Nov. 2012.
- [3] S. E. Sussman-Fort, R. M. Rudish, "Non-Foster impedance matching of electrically-small antennas," *Trans. Ant. & Prop.*, vol.57, no.8, pp.2230-2241, Aug. 2009.
- [4] R. M. Foster, "A reactance theorem," Bell Syst. Tech., J., vol.3, pp.259-267, 1924.
- [5] J. G. Linvill, "Transistor negative impedance converters," Proc.IRE, vol.41, pp.725-729, June 1953.
- [6] 山中翔司, 松本賢一, 堀井康史, 「オペアンプ型 Negative Impedance Converter を用いた負性キャパシタンスの生成」, 電子情報通信学会, 技術研究報告, マイクロ波, vol. 115, no. 314, pp.35-40, 2015 年 11 月.
- [7] 松本賢一,山中翔司, 堀井康史,「オペアンプ型 Negative Impedance Converter (NIC) における負性キャパシタンスの広帯域化」,電子情報通信学会,技術研究報告,マイクロ波,vol. 115, no. 314, pp.41-46, 2015 年 11 月.
- [8] 堀井康史,「Non-Foster 素子を含む非分散メタマテリアルの基礎」,マイクロ波展覧会(MWE2015),パシフィコ横浜, MWE 基礎講座, FR2A-1, pp.1-10, 2015 年 12 月.
- [9] S. Yamanaka, K. Matsumoto, Y. Horii, "Theoretical study on operational-amplifier-based negative impedance converters with symmetrically allocated impedance elements," 2015 Asia Pacific Microwave Conference, Proceeding, pp.1-3, Dec. 2015.
- [10] 堀井康史,「Non-Foster 素子が創る新しい高周波技術 ~その将来性と今後の課題~」,日本学術振興会産学協力 委員会「メタマテリアル第 187 委員会」,第6回電磁メタマテリアル講演会,東京大学,チュートリアル講演,講演 資料,pp.14-25,2016 年 3 月.
- [11] Y. Horii, "Experimental study on Linvill's negative impedance converters for generation of pure non-Foster reactance," 2016 Thailand-Japan MicroWave (TJMW2016), Proceedings, FR3-01, June 2016.
- [12] 松本賢一,山中翔司,堀井康史,「Linvill 型負性インピーダンス変換器の設計 ~現状と課題~」,電子情報通信
 学会,技術研究報告,マイクロ波,vol. 116, no. 363, MW2016-144, pp. 67-72, 2016 年 12 月.

輻射科学研究会 Foster's Reactance Theory non-Foster素子の設計とその応用 関西大学 総合情報学部

1

Antennas

should be

designed

- Small - Wideband

KANSAL UNIVERSITY 平成29年3月23日 輻射科学研究会 於 大阪電気通信大寝屋川キャンパス

機能

• 通話機能

・位置情報(GPS) · 機能拡張(Bluetooth)

· 放送波(TV. Radio)

データ通信(WiFI, LTEなど)

目次 1. 研究の背景 2. non-Foster 素子の原理 (トランジスタの基礎, NICの動作原理)

3. Linvill NICの基本特性

堀井 康史

1-2. Demands for Size-Reduction and Wideband Operation

寸法

Chu limit

•小型&軽量化

対応〈バッテリーの高性能化

デジタル回路による高機能化・小型化

アンテナの小型化&広帯域化 ⇒ 可?

アンテナの小型化 = 高Q(狭帯域動作)

4 non-Foster素子の応用 5 まとめ

1-1. R.M.Foster's Reactance Theory and non-Foster elements



Ronald Martin Foster (1896-1998)

"A Reactance Theorem, " Bell Svst. Tech., pp.259-267, April 1924.

損失の無い2端子デバイスを受動 素子で構成するとき、リアクタンス

(サセプタンス)の周波数微分値は 必ず正の値をとる。



non-Foster elements 上記の定理に従わない素子 "non-Foster素子" (負性C. 負性L) (注) non-Foster素子を実現するためには、素子の損失を受け入れるか、 あるいは能動回路を用いて実現する必要があるため、正確には Fosterのリアクタンス定理を否定するものではない.

1-3. New Matching Techniques



81













 $\overline{\mathbf{6}}$





3-14. Conclusion on Linvill's Floating NIC ~

	周波数解析	時間領域解析
・NIC1 ・・・ 安定化回路付きLinvill NIC	0	0
・NIC2 ・・・ 安定化なし	0	×
・NIC3 ・・・ 低域のみ安定化	0	×
・NIC4 ・・・ 高域のみ安定化	0	×

⇒ 周波数解析で問題がなくても、時間領域解析を行うと発振している場合が多々 ある.動作の安定化(発振させない)のための工夫が必要

 ・回路の安定度評価 周波数特性の解析
 時間領域解析による波形確認(歪の有無)
 高調波の評価(時間波形のFFT,ハーモニックバランス解析)
 ループ利得の評価(ループ利得が0dB以下)

・バイアス回路用インダクタの選定 自己共振周波数に注意!

86

25











輻射科学研究会資料 RS16-11

2次元周期状媒質中の音波の伝搬特性

岡本 啓汰 岸岡 清 大阪電気通信大学・電子通信工学専攻

2017年3月23日

於 大阪電気通信大学・駅前キャンパス

概要

本報告では、音の分野の周期状構造であるフォノニック結晶内の音波の伝搬特性の平面 波展開法と FDTD 法による取扱いを確立すると同時に、3D プリンタによって制作された 2 次元フォノニック結晶音波導波路の伝搬特性を実験的に明らかにしている。

1 まえがき

光学の分野では、異なる屈折率を持つ媒質が周期的に並んだ構造内での光波の伝搬に 関して、フォトニックバンドギャップ (PBG) と呼ばれる特定の波長帯域の光が伝搬でき ない伝搬阻止域が存在することが知られている。このような周期構造はフォトニック結晶 と呼ばれ、PBG内に波長をもつ光を、結晶内に作られた欠陥に閉じ込めることができる [1]。このような特性を利用して結晶内に作られた欠陥は光導波路として使われ、その特 徴を活かした種々のデバイスの研究・提案が数多く行われている [2]。

このような周期構造に現れる伝搬阻止域の起源は、Bragg-反射に由来するもので、光波 に限らず、弾性波を含む音波についても現れる。音波の分野では、このような周期構造は フォノニック結晶として知られている [3, 4]。

周期構造内の波の伝搬の様子を知るには FDTD 法 [5, 6] が有効で、伝搬特性やパラメー タ設計にも広く使われている。一方、PBG を知るための方法として、平面波展開法 [7, 8] が有用である。周期構造内の導波路の解析、設計には、これら2つの方法の活用が有効と されている。

フォノニック結晶に関する報告例は、フォトニック結晶に比べて少なく、音波の導波路 に関する実験的な報告があるだけである。音波の伝送実験の報告例では、理論的な解析結 果やパラメータの設計値も与えられておらず、音源の周波数を変えて導波が確認されてい るのみである。

本報告では、2次元のフォノニック結晶に平面波展開法とFDTD 法を併用して、音波の 伝搬特性の理論的な解析を行っている。さらに、解析結果を基に導波路の設計が行われ、 3D プリンタで作成された円柱を周期的に配置したフォノニック結晶導波路内の伝搬に関 する実験結果も報告される。

2 音波の支配方程式の導出 [5, 9]



圧力の疎密波である音波を記述する方程式は、図1に示す面積*S*の6面体の微小体積を 考え、微小体積に対する運動方程式より導くことができる。微小区間に働く力は、向かい 合う面に働く圧力差から生じる。

まず、図2に示すように微小体積のx方向の運動を考える。微小体積の質量が $\rho S \Delta x$ で、 体積に働く力が $S\{P(x) - P(x + \Delta x)\} = S(-\partial P/\partial x)\Delta x$ であることを考慮すると、x方 向の運動方程式が

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \tag{1}$$

と得られる。

 $x \ge x + \Delta x$ にある向かい合った2面の変位の差 $\Delta u = u(x + \Delta x) - u(x)$ が体積の変化 S Δu を生み、それが体積内の圧力変化をもたらす。圧力の増加*P*は、体積の変化率に比例し

$$P = -\kappa \frac{\partial u}{\partial x} \tag{2}$$

の関係が得られる。ここで、 κ は体積弾性率と呼ばれ、圧力の増加量と体積減少の割合の比である。式 (2) を式 (1) に代入して u に関する波動方程式を導くと、音の伝搬速度は $c = \sqrt{\kappa/\rho}$ で与えられることが判る。

y方向の変位をvとして、x - y面内を伝搬する音波に拡張すると、式(1)、(2)はそれ ぞれ、

$$P = -\kappa \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) \tag{3}$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \tag{4}$$

と書き換えられる。

3 平面波展開法の基本式

ここでは、平面波展開法での計算に用いる音波に対する基本式が導出される。式 (3) を 時間に関して 2 回微分し、右辺に式 (4) のu、vをそれぞれx、y で微分して代入すると、 圧力に関する方程式が得られる。さらに、時間因子を $e^{-j\omega t}$ と仮定して代入して、両辺を c_0^2 で割ると、

$$\frac{\kappa}{c_0^2} \left\{ \frac{\partial (1/\rho)}{\partial x} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial (1/\rho)}{\partial y} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right) \right\} = -\left(\frac{\omega}{c_0} \right)^2 P \tag{5}$$

で表される Helmholtz の方程式を得る。*c*₀ 空気中の音速である。考えているフォノニック 結晶構造では構造が空間の依存性を持つので、式の変形の際には、*ρ* は位置の関数として 取り扱われている。

構造の周期性に伴って、 $\kappa(x,y)$ と $\rho(x,y)$ がx-y平面内で周期性を持つことに着目すると、 κ/c_0^2 と $1/\rho$ はフーリエ級数展開により表すことができる。すなわち、逆格子ベクトル G_{mn} を用いて

$$\frac{\kappa(x,y)}{c_0^2} = \sum_{m,n} K_{mn} \exp[j\mathbf{G}_{mn} \cdot \mathbf{e}], \quad \frac{1}{\rho(x,y)} = \sum_{m,n} R_{mn} \exp[j\mathbf{G}_{mn} \cdot \mathbf{e}]$$

$$\mathbf{G}_{mn} = m \frac{2\pi}{a} \mathbf{i}_x + n \frac{2\pi}{a} \mathbf{i}_y, \quad \mathbf{e} = x\mathbf{i}_x + y\mathbf{i}_y$$
(6)

と表される。式中のm、nは、零を含む整数である。e: x - y平面内の位置ベクトル、 i_x 、 $i_y: それぞれ、x および y 方向の単位ベクトル。<math>a:$ 周期構造の周期。 $K_{mn}:$ フーリエ 級数の複素振幅。

周期構造内を伝搬する波も構造と同じ周期で繰り返す。即ち、周期条件を満足するので、PはG_{mn}を用いて

$$P(x,y) = \sum_{m,n} A_{mn} \exp[j(\boldsymbol{G}_{mn} + \boldsymbol{k}) \cdot \boldsymbol{e}]$$

$$\boldsymbol{k} = k_x \boldsymbol{i}_x + k_y \boldsymbol{i}_y$$
(7)

と表される。ここで、k: 伝搬を表す波数ベクトル。 A_{mn} : G_{mn} の空間高調波の複素振幅。 級数展開した P、 κ 、 ρ を圧力で表示した Helmholtz 方程式 (5) に代入し、 $x \ge y$ による 微分を行うと

$$\begin{bmatrix} \sum_{\mu,\nu} K_{\mu\nu} \exp[j\mathbf{G}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{e}] \end{bmatrix} \\ \left\{ \begin{bmatrix} \sum_{\mu,\nu} R_{\mu\nu} \left(\mu \frac{2\pi}{a} \right) \exp[j\mathbf{G}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{e}] \right] \left[\sum_{\xi,\eta} A_{\xi\eta} \left(\xi \frac{2\pi}{a} + k_x \right) \exp[j\mathbf{G}_{\xi\eta} \cdot \mathbf{e}] \right] \\ + \left[\sum_{\mu,\nu} R_{\mu\nu} \left(\nu \frac{2\pi}{a} \right) \exp[j\mathbf{G}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{e}] \right] \left[\sum_{\xi,\eta} A_{\xi\eta} \left(\eta \frac{2\pi}{a} + k_y \right) \exp[j\mathbf{G}_{\xi\eta} \cdot \mathbf{e}] \right] \\ + \left[\sum_{\mu,\nu} R_{\mu\nu} \exp[j\mathbf{G}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{e}] \right] \left[\sum_{\xi,\eta} A_{\xi\eta} \left(\left| \xi \frac{2\pi}{a} + k_x \right|^2 + \left| \eta \frac{2\pi}{a} + k_y \right|^2 \right) \exp[j\mathbf{G}_{\xi\eta} \cdot \mathbf{e}] \right] \right\} \\ = \left(\frac{\omega}{c_0} \right)^2 \sum_{m,n} A_{mn} \exp[j\mathbf{G}_{mn} \cdot \mathbf{e}] \end{aligned}$$
(8)

を得る。代入する際に、左辺の添字 (m,n) を、 (μ,ν) と (ξ,η) に置き換えた。また、両辺に共通する $e^{jk\cdot e}$ の項は消去されている。

直交関係

$$\int_{0}^{a} \int_{0}^{a} e^{j\mathbf{G}_{\mu\nu}\cdot\mathbf{e}} e^{-j\mathbf{G}_{mn}\cdot\mathbf{e}} dx dy = a^{2}\delta_{\mu m}\delta_{\nu n} \tag{9}$$

を考慮して、式 (8) の両辺に $e^{-jG_{mn}\cdot e}$ を掛けて $0 \le x, y \le a$ の範囲で積分すると、右辺は $a^2(\omega/c_0)^2A_{mn}$ となる。左辺は $G_{\mu\nu} + G_{\xi\eta} = G_{mn}$ を満たす項だけが残る。左辺に於いて、 添字が (ξ, η) の項に着目すると、

$$[\pounds \mathcal{D}]_{\xi\eta} = a^{2} K_{m-\xi,n-\eta} \left\{ R_{m-\xi,n-\eta} A_{\xi\eta} (m-\xi) \frac{2\pi}{a} \left(\xi \frac{2\pi}{a} + k_{x} \right) + R_{m-\xi,n-\eta} A_{\xi\eta} (n-\eta) \frac{2\pi}{a} \left(\eta \frac{2\pi}{a} + k_{y} \right) + R_{m-\xi,n-\eta} A_{\xi\eta} \left(\left| \xi \frac{2\pi}{a} + k_{x} \right|^{2} + \left| \eta \frac{2\pi}{a} + k_{y} \right|^{2} \right) \right\}$$

$$= a^{2} K_{m-\xi,n-\eta} R_{m-\xi,n-\eta} (\boldsymbol{G}_{mn} + \boldsymbol{k}) \cdot (\boldsymbol{G}_{\xi\eta} + \boldsymbol{k}) A_{\xi\eta}$$
(10)

となる。ここで、 $K_{m-\xi,n-\eta}$ の添字はKが $G_{\mu\nu} = G_{mn} - G_{\xi\eta}$ に対するものであることを示している。

式 (10) は添え字が (ξ, η) の項であり、 $\xi \ge \eta$ に対する和が右辺の $a^2(\omega/c_0)^2 A_{mn}$ に等しことに留意すると、

$$\sum_{\xi,\eta} K_{m-\xi,n-\eta} R_{m-\xi,n-\eta} (\boldsymbol{G}_{mn} + \boldsymbol{k}) \cdot (\boldsymbol{G}_{\xi\eta} + \boldsymbol{k}) A_{\xi\eta} = \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2 A_{mn}$$
(11)

の関係を得る。m、nの値を変えてこの操作を繰り返せば、振幅 A_{mn}を要素とするベクトル A に関する方程式が得られる。

得られた Aに関する方程式を行列の固有値方程式として扱うと、 $(\omega/c_0)^2$ は固有値として、振幅ベクトル Aは固有ベクトルとして得ることができる。即ち、固有値として得られる ω は、与えられた波数ベクトルkに対して伝搬可能な角周波数と言うことになる。波数ベクトルkの与え方は第5節で詳しく述べられる。

円柱で構成された正方格子では展開係数 K_{mn}、 R_{mn} は、

$$K_{mn} = \begin{cases} \frac{\kappa_a}{c_0^2} f + \frac{\kappa_b}{c_0^2} (1 - f) & (G_{mn} = 0) \\ 2\left(\frac{\kappa_a - \kappa_b}{c_0^2}\right) f \frac{J_1(|G_{mn}|r)}{|G_{mn}|r} & (G_{mn} \neq 0) \end{cases}$$
(12)

$$R_{mn} = \begin{cases} \frac{1}{\rho_a} f + \frac{1}{\rho_b} (1 - f) & (G_{mn} = 0) \\ 2 \left(\frac{1}{\rho_a} - \frac{1}{\rho_b} \right) f \frac{J_1(|G_{mn}|r)}{|G_{mn}|r} & (G_{mn} \neq 0) \end{cases}$$
(13)

で与えられる [10]。 c_s の添字a、bはそれぞれ円柱状媒質とその周りの媒質を意味している。円柱状媒質の半径をr、周期をaとして、 $f = \pi r^2/a^2$ である。また、 J_1 は1次の第1 種ベッセル関数である。

4 FDTD法で使用する式の定式化

ここでは、前節で導かれた連立方程式 (3)、(4) から、FDTD 法の計算に用いられる差 分表現式が導出される。音波の伝搬は圧力 P と変位ベクトル $u(=ui_x + vi_y)$ の2種類の 物理量によって表されており、これらの2つの量を時間的に交互に計算することによって 任意の時間および空間における P の値を得る。

圧力 *P* と変位 *u* の時間についての表現を簡単にする目的で、式 (3) の両辺を時間で微分し、さらに $\partial u/\partial t = \dot{u}$ と表すと、式 (3)、(4) は

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial t} = -\kappa \left(\frac{\partial \dot{u}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{v}}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial \dot{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad \frac{\partial \dot{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \end{cases}$$
(14)

のような P と *u* の時間微分の式として表せる。

FDTD 法で用いられる差分式は、式 (14) を空間と時間を共に離散化することによって 得ることができる。空間及び時間の離散化は、 $(x, y; t) = (i\Delta x, j\Delta y; n\Delta t)$ によって格子の 点を割り振ることによって行われる。以下では、式を簡略にする目的で、 Δx 、 Δy 、 Δt を 省略して

$$P(x, y; t) = P^n(i, j) \tag{15}$$

と表記される。差分表現に改める際に *P*、*u*の空間配置は図3の様に、*P*を格子の交点に、 *u*は格子の辺上に配置する。各位置での*u*、*v*の向きは矢印で示されている。また、界の 時間配置は図4の様に、*P*を $t = (n-1)\Delta t$ 、 $t = n\Delta t$ 、 $t = (n+1)\Delta t$ 、と整数の時刻に、 \dot{u} は $t = (n-1/2)\Delta t$ 、 $t = (n+1/2)\Delta t$ 、と半整数の時刻に割り当てて考える。





図 4: Pと *u*の時間配置と計算の流れ

以上の記号を用いると、式(14)の差分表現式は

$$\begin{cases} P^{n}(i,j) = P^{n-1}(i,j) - \kappa(i,j)\Delta t \left[\frac{1}{\Delta x} \left\{ \dot{u}^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j \right) - \dot{u}^{n-\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, j \right) \right\} \\ + \frac{1}{\Delta y} \left\{ \dot{v}^{n-\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) - \dot{v}^{n-\frac{1}{2}} \left(i, j - \frac{1}{2} \right) \right\} \right] \\ \dot{u}^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j \right) = \dot{u}^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j \right) - \frac{1}{\rho(i,j)} \frac{\Delta t}{\Delta x} \left\{ P^{n}(i+1,j) - P^{n}(i,j) \right\} \\ \dot{v}^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) = \dot{v}^{n-\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) - \frac{1}{\rho(i,j)} \frac{\Delta t}{\Delta y} \left\{ P^{n}(i, j+1) - P^{n}(i,j) \right\} \end{cases}$$
(16)

のように表される。この差分式は $P \ge u$ の計算を時間的に交互に繰り返し行うことで、 任意の時間、任意の空間座標での Pが、時間に対して 1-step 前の Pの値と 1/2-step 前の 近隣のuの値によって逐次計算できることを示している。同様にu、vの値も 1-step 前の u、vの値と、1/2-step 前で隣接する格子での Pの値から求まる。

5 平面波展開法によるフォノニックバンドギャップの計算

フォノニック結晶内での音波の伝搬特性のシミュレーションを行う際、与えられた構造 パラメータに対する伝搬阻止域 (PBG) を知る必要がある。PBG を求める方法として、平 面波展開法 [7, 8] が有用である。ここでは、前節までに導出した基本式を使用して、次節 以降で導波路に用いられるフォノニック結晶に現れる PBG の計算が行われている。 導出された基本式に波数ベクトルkを与えて、固有値を求めると、与えたkで伝搬可能な角周波数 ω が得られる。図5には2次元フォノニック結晶の構造が示されている。ここで、図中の c_a 、 c_b は円柱状媒質とその周りの媒質での伝搬速度であり、rは円柱の半径である。構造がaを周期として繰り返されるので、波数ベクトルkのx、y成分、 k_x と k_y の値が取り得る範囲は、ブリュアンゾーンとして知られている $-\pi/a \leq k_{x,y} \leq \pi/a$ の領域内に限定される。図6にブリュアンゾーンが示されている。さらに、円の対称性を考慮すると、固有値の計算に用いる波数ベクトルkは、図に影を付けて示した既約ゾーンと呼ばれる三角形の辺上に存在する波数成分 k_x 、 k_y だけで十分である[7]。



以下に示される計算例では、波数ベクトルを既約ゾーンの三角形の辺に沿って $M \rightarrow \Gamma \rightarrow X \rightarrow M$ と変化させて、各kの値について求めた固有値がプロットされている。得られるチャートはr/aによって変化する。もし全ての波数に対して固有値の存在しない周波数帯域 (PBG) が現れた場合、その帯域の周波数の波は如何なる方向にも伝搬できず、結晶内に設けた欠陥部に閉じ込められ、欠陥に沿って伝搬する。このような結晶の欠陥は導波路としての動作が期待できる。

5.1 PBGの計算例

図7、8には音波の基本式 (11) に、波数ベクトルkを既約ゾーンの三角形の辺に沿って 与えた計算例が示されている。縦軸は求めた固有値を $\omega a/2\pi c_0$ と規格化した値である。計 算では円柱状媒質は音波の圧力によって変位が生じず、音波は伝搬しない ($c_a = 0$)として 扱っている。図はそれぞれ円柱の間隔が小さい場合と大きい場合の計算例である。

図に示したように、音波のチャートには r/a によらず PBG は現れない。しかし、以下の様に周波数を設定することで、導波路(結晶の欠陥)の境界面に垂直方向には伝搬しない状態を実現でき、導波路に界を集中させ、擬似的な導波路としての動作が期待できる。



5.2 疑似的な導波条件 [11]

図9の様に導波路内をzig-zag に平面波が伝搬する導波モデルを考える。導波路内では 断面内に定在波が生じ、それが伝搬軸に沿って、モード固有の伝搬定数で伝搬する。モー ドの伝搬定数を β とすると、伝搬軸に垂直方向の波数Qは、 $Q = \sqrt{(2\pi/\lambda_0)^2 - \beta^2}$ で与え られる。ここで、 λ_0 は空気中の音波の波長である。 β は、構造の周期性に起因する界の 周期性より、 $\beta = \pi/a$ と与えられるのでQは、 $Q = (\pi/a)\sqrt{(2a/\lambda_0)^2 - 1}$ によって計算で きる。

波数 Q の値は、その方向から、図 6 に示されたダイアグラムでは横軸の $\Gamma - X$ 間に位置することになる。規格化周波数 $\omega a/2\pi c_0 = a/\lambda_0$ の関係から、構造内を伝搬する周波数によって既約ゾーン上での Q の位置が決まる。すなわち、図 6 では、縦軸の規格化周波数に対して Q を計算することで、図中に伝搬周波数の変化に対する Q の既約ゾーン上での軌跡をプロットできる。この軌跡は導波路内を伝搬するモードの周期構造に垂直に入射する方向の波数成分と周波数の組を表している。即ち、Q の軌跡がチャート内の黒線(周期構造内を伝搬可能な波数と周波数の組)と交差しない範囲の周波数帯域を選ぶことで、その周波数帯域では音波は導波路の伝搬方向と垂直な方向には伝搬しない状態となり、疑似的な導波条件が実現される。



図 9: 導波路内をモードが伝搬するモデル

Qに対する阻止帯域 5.3

図10、11はそれぞれ図6、7の横軸Γ-Xの範囲をQの現れる範囲に拡大したものである。 図には伝搬周波数に対するQの軌跡が赤線で描かれている。矢印で示した周波数帯域では、 Qの軌跡上で伝搬可能な周波数が存在せず、導波モード伝搬すると期待される。r/a=0.4 の場合、伝搬が期待される帯域は、 $0.51 < \omega a/2\pi c_0 < 0.58$ 、 $0.60 < \omega a/2\pi c_0 < 0.65$ 、 $0.67 < \omega a/2\pi c_0 < 0.69, \ 0.70 < \omega a/2\pi c_0 < 0.80, \ 0.81 < \omega a/2\pi c_0 < 0.82$ である。ま た、r/a=0.2の場合には、伝搬が期待される帯域は、 $0.50 < \omega a/2\pi c_0 < 0.59$ 、 $0.60 < \omega a/2\pi c_0 < 0.59$ 、0.60 < 0.59 $\omega a/2\pi c_0 < 0.90, \ 0.91 < \omega a/2\pi c_0 < 0.99, \ 1.00 < \omega a/2\pi c_0 < 1.18, \ 1.19 < \omega a/2\pi c_0 < 0.99$ 1.43、1.44 < $\omega a/2\pi c_0 < 1.52$ である。



6 FDTD 法を用いた伝搬シミュレーション

FDTD 法 (Finite Difference Time Domain Method) は、解析する空間領域を微小なセ ルに区切り、各微小セルの格子点での値を時間的差分法を用いて過去の値から次の時間ス テップでの値を逐次求める方法である [5, 6]。ここでは、前節までに定式化を行った波動 方程式の差分表現式を用いて計算機による数値計算を行う。

以下では、2次元フォノニック結晶導波路を伝搬する音波の計算例が示される。計算に 用いられた構造パラメータは前節の平面波展開法での計算時に使用した値と同じである。 また、 $\Delta x = \Delta y = 1$ mm、 $\Delta t = 2\mu$ s、d/a = 2と設定されている。

図 12 には空気中に音波の伝搬しない円柱状媒質をr/a=0.4として配置されたL字導波 路内を伝搬する音波の例が示されている。図 12(a) には時間経過によって導波路に沿って 伝搬する音波の変位の絶対値 | P | が色の濃淡によって表示されている。図 (b) は計算に用 いた構造である。例は構造内の左側にある波源から sine-波 (z 方向には一様な線波源) が 入射され、十分に時間が経過した状態での分布である。伝搬周波数は図 10 に矢印で示し た疑似的な導波路としての動作が期待される範囲内の $\omega a/2\pi c_0=0.53$ である。界は導波路 壁面から1 周期程度で十分に減衰しており、強い界の集中が確認できる。シミュレーショ ンによって、PBG が得られなくても、先の考察通り、疑似的な音波の導波路が得られる ことが確認できる。



(a) 圧力の変化 P の強度分布
 (b) 導波路構造
 図 12: L 字疑似導波路内を伝搬する音波

図13はr/a=0.2とした場合のL字疑似導波路内を伝搬する音波の計算例である。周波 数は図10で導波モード伝搬が期待されるとして矢印で示された帯域内のωa/2πco=1.31に 設定されている。しかし、計算シミュレーションでは導波路壁面からの染み出しが多く、 界の集中が弱いことが判る。これは伝搬する音波の波長に対して構造の周期が大きい為、 周期構造として機能していないからである。また、円柱の間隔が広がったことによって、 導波路の伝搬軸に垂直な方向(Qの方向)以外の波数成分の寄与が大きくなり、疑似的な 導波条件が崩れ、十分な導波が維持できなくなる。従って、Qを用いた疑似的な導波路と しての動作には円柱の間隔を小さくすること(r/aを大きくすること)が重要であること が判る。



図13: 波長に対して周期が大きい場合

7 フォノニック結晶導波路内を伝搬する音波の特性測定

ここでは、3Dプリンタによって製作されたフォノニック結晶導波路に音波を励起して、 その伝搬特性が測定される。測定結果を基に、導波路内での音波の挙動についての考察が 述べられる。図14にはフォノニック結晶導波路の設計寸法と、それに基づいて製作され た周期構造の写真が示されている。r/aの値は0.4に設定されている。

製作された周期構造には、3つの構造が同一基板上に作られている:1.周期構造に欠陥 部を与えることによって作られた直線導波路、2.出力端を2つ持つ方形の欠陥、さらに、 3.出力強度の偏りを低減させる目的で、方形の欠陥部にポールを配置した構造である。2 及び3の方形の欠陥は、共振を利用した共振形周波数フィルタの動作を狙った構造である。



(a) 構造と寸法(上面と側面)(b) 製作された周期構造図 14: 3D プリンタで製作されたフォノニック結晶構造

図 15 には測定系の概略図が示されている。導波路の励起には、密閉形エンクロージャ に納めらた 8cm^{\$\phi\$}のコーンスピーカ (FOSTEX/P650K+P650-E) が用いられている。励起 音を導波路の開口端に集中させる目的で、スピーカと導波路の間には幅 1cm(導波路幅)、 厚さ 9mm のスリット板が設けられている。導波路から出射される音波はコンデンサマイ ク (BEHRINGER/ECM8000) で電圧の信号に変換され、電圧増幅器で増幅して測定され ている。マイクの指向性を鋭くする目的で、マイクの先には厚紙でできた円筒が取り付け られている。円筒の端からマイクの先端までの距離は 10cm に設定されている。円筒内で の気柱共振を防ぐ目的で、円筒内には吸音材が充填されている。スピーカとコンデンサマ イクは構造の基板から 3cm の位置に設置されている。

以下の測定では、導波路の出力端での電圧の測定値を導波路の入力端での電圧の測定値 (スリット通過直後での測定値)で割った値を透過率として示されている。



図 15: 測定系の概略図

7.1 直線導波路の特性

ここでは、導波路からの出射される音波強度の周波数依存性の測定によって、導波路の 伝搬状態が検討される。導波路内を伝搬可能な周波数帯域がQによって決まる周波数帯 域と一致すれば、Qの値を指標にして、平面波展開法と疑似的な導波条件を用いて、所望 の周波数帯域での音波の伝搬が可能なr/aの値を設計することが可能となる。

図16には直線導波路の透過率の周波数特性の測定結果が示されている。フォノニック 結晶の上面に平板で蓋をして、周期構造の上下を平板で挟んだ構造にした時の測定結果も 図に示されている。



図16: 直線導波路での透過率の周波数特性

図に矢印で示された周波数範囲は、図 10 に示されている Q によって決まる阻止帯域 0.51 < $\omega a/2\pi c_0$ < 0.58 に対応しており、その範囲は 17.3kHz < f <19.7kHz である。予想 通り、Q による阻止帯域の周波数で構造内に強い界の集中が起こり、疑似的な導波路とし て動作している。

一方、阻止帯域の現れない17kHz以下の周波数範囲でも部分的なピークが立っている。 これは図17に示される様に導波路内を角度θだけ斜めに伝搬する音波の成分によると考 えられる。このとき、Qの条件は以下の様に変わる。

斜めに伝搬することで周期は $a' = a/\cos\theta$ となり、伝搬定数は $\beta' = \pi/a'$ 、Qは $Q' = (\pi/a')\sqrt{(2a'/\lambda_0)^2 - 1}$ と表される。ここで、図 10 の横軸の X (波数の大きさ: π/a)を π/a' に対応させると、縦軸を $\omega a'/2\pi c_0(=a'/\lambda_0 = a/(\lambda_0\cos\theta))$ と置き換えた同じチャー トを得られる。軸をa'の表現に置き換えたチャート内でのQ'の軌跡は、元の図 16 での Qの軌跡と重なる。すなわち、ある規格化周波数 a/λ_0 に対して伝搬角度 θ を変えて得ら れるQ'による阻止帯域 ($a/(\lambda_0\cos\theta)$ の範囲)は、Qに対する阻止帯域 (a/λ_0 の範囲)に 対応している。よって、既に第5節で求めたQに対する阻止帯域から、ある規格化周波 数で伝搬可能な角度 θ の範囲を知ることができる。



図17: 周期構造内を斜めに伝搬する様子

7.2 伝搬角度の測定

ここでは、周波数を固定して、導波路内での音波の円柱の軸に沿った伝搬角度の測定結 果が示されている。図 18 は伝搬角度の測定系である。測定はマイクロフォンを導波路の 出射口から 10cm 離れた位置で、±85°の範囲で 5° ずつ角度を変えて行われている。フォ ノニック結晶の外側に漏れ出た音波が、測定用のマイクロフォンに入るのを防ぐ目的でマ イクロフォンとフォノニック結晶の間に遮蔽板が置かれている。



図 18: 伝搬角度の測定系

図 19 に周波数 15.3kHz(規格化周波数=0.45)での測定結果が示されている。この周波数 数での周期構造内を斜め伝搬可能な角度の範囲は、第 5 節で得られた Q に対する阻止帯 域から、28.1° < θ < 39.1°、41.4° < θ < 46.2°、47.8° < θ < 49.3°、50.0° < θ < 55.8°、 56.3° < θ < 56.7° と得られる。測定値が極大となる角度はこの範囲の内、28.1° < θ < 39.1°、50.0° < θ < 55.8° に合っている。



8 まとめ

本研究では、周期状媒質で構成されるフォノニック結晶導波路の伝搬特性を明らかにした。音波の支配方程式(運動方程式)を導き、平面波展開法を適用して伝搬可能な周波を 求め、音波にはPBGが存在しないことを明らかにした。伝搬軸に垂直方向の波数*Q*に着 目して、平面波展開法で得られた伝搬ダイアグラムから、疑似的な導波条件が満たされれ ば、疑似導波路が形成できることを明らかにした。

さらに、3Dプリンタによって円柱を周期的に配置した2次元周期構造を作成して、音 波の導波路の動作実験を行い、導波路としての特性を明らかにした。

謝辞

本研究を行うにあたって、FDTD 法について議論して頂いた本学通信工学科の何一 先生に感謝いたします。また、FDTD 法のプログラム作成について貴重なご助言を頂き ました大阪電気通信大学高等学校の岸本 有生教諭に感謝いたします。そして、3D プリン タによるフォノニック結晶導波路の製作にご助力を頂いた本学大学事務局次長・実験セン ター課長(兼務)の早野 秀樹さんに感謝いたします。

参考文献

- [1] 岸本 有生, 岸岡 清; "FDTD 法によるフォトニック結晶光導波路の解析", 大阪電気通 信大学 研究論集(自然科学編)第39号, pp.19-22 (2004).
- [2] 野田 進; "フォトニック結晶の現状と事業化への展望", 第8回 光・電波フォーラム 実用化が進むフォトニック結晶とメタマテリアル (2016).
- [3] 岡本 啓汰, 岸岡 清; "フォノニック結晶内を伝搬する弾性波の特性〜導波路への応用 を目指して〜", 輻射科学研究会資料 RS14-15, pp.174-184 (2014).
- [4] 宮下 豊勝; "音の世界の結晶と音波の薄型回路の開発", 一般財団法人カワイサウンド 技術・音響振興財団 機関誌「サウンド」第 20 号, pp.7-11 (2005).
- [5] 佐藤 雅弘; "FDTD 法による弾性振動・波動の解析入門", 森北出版株式会社, pp.1-24 (2003).
- [6] 宇野 亨; "FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析", コロナ社, pp.1-57 (2009).
- [7] John D. Joannopoulos, Robert D. Meade and Joshua N. Winn; "フォトニック結晶 一光の流れを型にはめ込む―", コロナ社, pp.1-64, 116-122 (2000).
- [8] 迫田 和彰; "フォトニック結晶入門", 森北出版株式会社, pp.1-60 (2004).

- [9] 古井 貞熙; "新音響·音声工学", 近代科学社, pp.29-32 (2014).
- [10] K. Sakoda; "Optical Properties of Photonic Crystals", Springer, pp.23-26 (2001).
- [11] 岡本 啓汰, 岸岡 清; "2次元周期場内での音波の伝搬特性と導波路への応用", 平成 28 年電気関係学会関西連合大会 G8-20 (2016).
UWB レーダと適応型信号処理を用いた

複数歩行人体のイメージング

平元 一喜[†] 奥村 成皓[†] 阪本 卓也^{†,‡} 佐藤 亨[†] †京都大学大学院 情報学研究科 〒606-8501 京都市左京区吉田本町 ‡兵庫県立大学大学院 工学研究科 〒671-2280 兵庫県姫路市書写 2167

E-mail: † khiramoto@sato-lab.0t0.jp

あらまし UWBレーダはその高い距離分解能と環境光への耐性から自動運転システムや災害時作業用ロボットに向けた周辺環境 認識システムでの活躍が期待されている。周辺環境の認識において、複数の歩行者を識別することは重要である。本研究では 低コストなイメージングシステム実現のため、単一のアンテナ素子を持つUWBレーダを用いたイメージング技術に着目し、複数 歩行人体の分離識別を目指し、複数物体の分離識別を目指す。複数回のパルスの送受信を繰り返し、それぞれのパルスの複数 の周波数成分を利用することで、時間・周波数領域において仮想的なアレイアンテナを構築する。その2次元空間において、適 応型信号処理の1つであるESPRIT法を施すことで複数の目標が持つ距離情報と速度情報を同時に推定し、複数目標の分離識別を 行う。ESPRIT法はピーク探索を必要としない方法であるため、高速なイメージングが期待される。提案手法についてシミュレ ーションによる評価を行い、近接した3目標を速度推定誤差 4.2 mm/s 、距離推定誤差 0.02 m の精度での推定に成功した。 **キーワード** UWB レーダ、適応型信号処理、ESPRIT 法

Multiple walking human body imaging using UWB radar with adaptive signal processing

Kazuki Hiramoto[†] Shigeaki Okumura[†] Takuya Sakamoto[‡] and Toru Sato[†]

[†] Graduate School of Informatics, Kyoto University Yoshida, Sakyo-ku, Kyoto, 606-8501, Japan

‡ Graduate School of Engineering, University of Hyogo
 2167 Shosha, Himeji, Hyogo, 671-2280, Japan
 E-mail: † khiramoto@sato-lab.0t0.jp

Abstract UWB radar is expected to be used in the surrounding environment recognition system for automatic driving and health care because of its high range resolution and resistance to environmental light. In recognition of the surrounding environment, it is important to identify multiple pedestrians. In this research, in order to realize a low cost imaging system, focusing on imaging technology using UWB radar with a single antenna element, we aim to separate and identify multiple walking human bodies. By repeating transmission and reception of multiple pulses, and using multiple frequency components of each pulse, a virtual array antenna is constructed in the time / frequency domain. In the two-dimensional space, multiple targets are separated and identified by simultaneously estimating in distances and velocities using the ESPRIT method, which is one of adaptive signal processing. The ESPRIT method is a method that does not require a peak search, so it is expected to realize high-speed imaging. We evaluated the proposed method by simulation and succeeded in estimating speed with an accuracy of 4.2 mm / s and distance with an accuracy of 0.02 m.

Key words Ultra-wideband radar, adaptive array processing, ESPRIT method

1. 研究背景と目的

近年、自動運転システムやヘルスケア機器、災害時 作業用ロボット等のための周辺環境認識システムの需 要が高まっている。周辺環境認識システムにおいては、 人体、物体を検知、識別する技術が重要である。

既存の周辺環境認識技術には主に光学カメラが用いられている。光学カメラは目標物を認識することに 秀でているが、濃霧や煙などの環境下では測定が困難 である。また、複数の光学カメラを用いることで目標 までの距離を推定する方法¹⁾²⁾が提案されているが、距 離分解能が低く、比較的高コストなシステムとなる。

以上の理由から、周辺環境認識システムにおける光 学カメラの欠点を補うためのセンサとして、UWB (Ultra-wideband) レーダが期待されている。UWB レー ダは広い周波数帯域に電力を拡散して送受信を行うこ とで高い距離分解能を有し、濃霧や煙などの視界不良 な環境においても測定が可能という高い信頼性を持つ。

レーダを用いた周辺環境認識技術として、複数移動 物体を分離識別する技術が求められている。現在のレ ーダーシステムでは、複数のアンテナを用いて目標ま での距離と到来方向を推定することで目標を分離識別 する方法が主流である。しかし、この方法では同一の レンジに存在する目標からのエコー信号を分離するこ とが困難であり、また高精度な到来方向推定には一定 のアンテナ間隔を要するという問題を持つ。自動運転 技術、災害時作業用ロボット等への積載を考える場合、 アンテナ数とアンテナ間隔はレーダのサイズおよびコ ストに影響する。

そのため、本研究では単一のアンテナ素子を持つ UWB レーダを用いた複数歩行人体の分離識別を目指し、 複数物体の分離識別を行う。単一のアンテナ素子のみ を持つレーダによる観測データを周波数軸と時間軸を 持つ2次元のデータに変換し、それらの成分を仮想的 な2次元アレイアンテナとしてみなす。

アレイアンテナに適応型信号処理の 1 つである ESPRIT 法を施すことで複数の目標が持つ距離情報と 速度情報を同時に推定し、複数目標の分離識別を行う。 現在、適応型信号処理の方法として、Capon 法、MUSIC 法などの様々な方法が提案されている。それらの方法 に比べ、ESPRIT 法はピーク探索を必要としない方法で ある。ピーク探索は膨大な計算量を必要とする。本研 究では、低コストなシステムの実現を目標としている ため、ESPRIT 法を用いて計算量の面においても低コス トなシステムを実現する。

2. 適応型信号処理の推定原理

2.1. 空間領域干涉計法

適応型信号処理は元来、到来方向推定に幅広く用い



図1 空間領域干渉計法による到来方向推定

られている。この節では、到来方向推定の原理となる 空間領域干渉計法の説明を行う。空間領域干渉計法に よる到来方向推定のイメージ図を図1に示す。

干渉計法では空間領域に複数のアンテナを配置す ることで目標の到来方向を推定する。隣接するアンテ ナとの間隔を ΔX、目標の存在する角度を θ とする。 隣接するアンテナ間では到来角とアンテナ間隔に依存 するΔX sinθだけの伝播距離差が生じ、受信される信号 間での位相回転量の違いが生じる。この位相回転量の 差から目標の到来方向を推定する。

2.2. 時間領域干渉計法 / 周波数領域干渉計法

前節で説明した空間領域干渉計法は、アンテナアレ イを構成する次元を変えることで、推定対象を変更す ることが可能である。この節では、時間領域と周波数 領域に干渉計法の原理を適用したものについて説明す る。

時間領域に干渉計法の原理を適用することで目標 の持つ速度情報の推定が可能である。時間領域干渉計 法による速度推定のイメージ図を図 2 に示す。 1 つの アンテナにおける異なる時間の受信信号情報を時間軸 上に並べた時間領域(仮想)アレイを考える。同一の アンテナで時間 ΔT 経過した際に受信される信号は、 目標の持つ速度を v としたとき、速度と時間間隔に依 存する $2v\Delta T$ だけの伝播距離差が生じ、レーダの搬送 波周波数を f_c であるとき、受信される信号間での位 相差 $2\pi f_c^{\frac{22\Delta T}{c}}$ が生じる。この位相差から目標の速度を 推定する。このようにアンテナアレイを構成する次元 を変えることで、干渉計法により推定する対象を変更 することが可能である。

同様に、周波数領域に干渉計法の原理を適用するこ とで目標の持つ距離情報の推定が可能である。周波数 領域干渉計法による距離推定のイメージ図を図3に示 す。1つのアンテナにおける受信信号にフーリエ変換 を施し、周波数軸上に受信信号の周波数成分を並べた 周波数領域(仮想)アレイを考える。受信信号成分間 の周波数差 ΔF は、目標のレーダからの距離を r とし たとき、距離と周波数差に依存する位相差 $2\pi\Delta f \frac{2\pi}{c}$ を



図2 時間領域干渉計法による速度推定



図3 周波数領域干渉計法による距離推定

生じる。この位相差から目標の距離を推定する。

これらの推定方法においては、観測に用いるレーダ のアンテナ素子は1つで良いため、到来方向推定より も低コストで推定を行うことが可能である。

3. 適応型信号処理を用いた速度・距離推定方法 3.1. ESPRIT 法

適応型信号処理の1つである ESPRIT 法は、アンテ ナアレイを構成する素子のうち、処理に用いる素子数 を K 素子としたとき、連続する (K-1)の素子を要素 とする2つのサブアレイを考え、2つのサブアレイ間 に存在する位相差から到来方向等の情報を推定する³⁾ ⁴⁾⁵⁾⁶⁾。空間領域に配置された K 個の素子からなる等 間隔リニアアレイを用いて到来方向を推定する場合の ESPRIT 法について以下に詳しく説明する。

目標数を L、各目標からの反射波到来角を θ_l (l = 1,2,...,L)とする場合、アレイアンテナからの入力ベクトル X(t) は次式で表される。

$$X(t) = As(t) + N(t)$$
(1)

 $A = [a(\theta_1), a(\theta_2), \cdots, a(\theta_L)]$ (2)

 $\mathbf{s}(t) = [s_1(t), s_2(t), \cdots, s_L(t)]^T$ (3)

$$\boldsymbol{a}(\theta_l) = [1, \exp\{j(2\pi/\lambda)d\sin\theta_l\}, \cdots,$$

 $\exp{j(2\pi/\lambda)(K-1)d\sin\theta_l}]^T$ $s_l(t)$ は l 番目の目標からの反射信号の複素振幅であ り、 $a(\theta_l)$ は第 1 素子を位相基準としたときの各目標 到来方向に対応したアレイ応答ベクトル、A は到来方 向行列、N(t) は内部雑音ベクトルである。 ESPRIT 法では、第1素子から第(K-1)素子までをサ ブアレイ1、第2素子から第K素子までをサブアレイ 2として、次式で表されるサブアレイ間の関係から位 相差を求める。

ここで、行列 $J_1 \geq J_2$ は共に $(K-1) \times K$ の行列であり、 行列 $J_1A \geq J_2A$ はそれぞれ行列 A の 1 行目から K-1行目までを、2 行目から K 行目までを抽出した行列と なる。

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} J_1 A \\ last row \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} first row \\ J_2 A \end{bmatrix}$$
(9)

(5)式で示す関係から要素数 K のアレイ内で要素数 (K-1) のサブアレイを並行移動させて生じる位相回転 Φを求めることを考える。

(1)式で定めたアレイアンテナからの入力ベクトル X(t) についてその相関行列 R_{xx} は次式で表される。

$$R_{xx} = E[X(t)X^{H}(t)]$$

= $A E[s(t)s^{H}(t)]A^{H} + \sigma^{2}I$ (10)

(10)式より行列 R_{xx} はエルミート行列であり、これについて次式で表される固有値問題を解くことで内部雑音電力 σ^2 より大きい固有値の数から目標数 L を推定することが可能である。

$$R_{xx}E = E\Lambda \tag{11}$$

$$\boldsymbol{E} = [\boldsymbol{e}_1, \boldsymbol{e}_2, \cdots, \boldsymbol{e}_K] \tag{12}$$

$$= \operatorname{diag}[\lambda_1, \lambda_2, \cdots, \lambda_K] \tag{13}$$

ここで、 λ_k は固有値、 e_k は λ_k に対応する固有ベクト ルである。今、行列 E について目標からの到来波数に 対応する L 個の固有ベクトルからなる部分行列 E_s を 考える。行列 A を構成する固有ベクトルからなる L次元部分空間は行列 E_s と一致することから、次式を満 たす行列 T が存在する。

$$E_s = AT \tag{14}$$

(14)式を(5)式に代入すると

$$J_1 E_s \Psi = J_2 E_s \tag{15}$$

(15)式における $\Psi = T \Phi T^{-1}$ を求め、固有値展開するこ とで位相回転 Φ が求まる。(6)式に示すように Φ は各 目標の到来方向情報を持つことから、複数目標の到来 方向推定が可能となる。

3.2. 2D ユニタリ ESPRIT 法

本節では、前節で述べた ESPRIT 法を 2 次元方向に 広がりを持ったアンテナアレイに拡張した 2D ユニタ リ ESPRIT 法について説明する。

空間領域に2次元方向に並べた正方アレイアンテナ において2Dユニタリ ESPRIT 法を適用し、目標の到 来方向として仰角と方位角を同時に推定する場合につ いて以下に説明する。

アンテナアレイと目標の座標関係について図 5 に示 す。目標数を L 個とし、l 番目の目標の仰角を θ_l 、 方位角を ϕ_l とする。図 5 における u_l , v_l は、それ ぞれ l 番目の目標の x 軸、y 軸に対する余弦であり、 次式で表される。

$u_l = \cos \phi_l \sin \theta_l$	(16)
$v_i = \sin \phi_i \sin \theta_i$	(17)

また、正方アレイアンテナのイメージ図を図6に示す。 図6はアンテナのサイズ $M \& M = m_x \times m_y = 4 \times 4 = 16 \&$ したものである。ここで m_x , m_y は、x軸、y軸それ ぞれに並ぶアンテナ素子数を表す。このとき、時刻 tにおけるアレイアンテナへの入力は次式で表される。

 $\mathbf{x}(t) = \mathbf{A}\mathbf{s}(t) + \mathbf{n}(t) \tag{18}$

行列 A は到来方向行列である。図 6 に示す行列 J_{x1}, J_{x2}, J_{y1}, J_{y2} は次式の関係を持つ。

$$J_{x2} = \Pi_{m_x} J_{y1} \Pi_M$$
(19)
$$J_{y2} = \Pi_{m_x} J_{y1} \Pi_M$$
(20)

ここで Π_m はサイズ m の単位行列を左右反転させた ものである。行列 $A \ge J_{x1}, J_{x2}, J_{y1}, J_{y2}$ の間には次式 の関係が成り立つ。

$$J_{x1}A\Phi_x = J_{x2}A \tag{21}$$
$$J_{y1}A\Phi_y = J_{y2}A \tag{22}$$

$$\Phi_{x} = \operatorname{diag}\left[\exp\left\{j\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)d_{x}u_{l}\right\}\right]_{l=1}^{L}$$
(23)

$$\Phi_{\mathbf{y}} = \operatorname{diag} \left[\exp \left\{ j \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) d_{\mathbf{y}} v_l \right\} \right]_{l=1}^{L}$$
(24)

ここで、ユニタリ行列 Q_N を定義する。行列サイズN = 2n+1のとき

$$Q_N = Q_{2n+1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} I_n & 0 & jI_n \\ 0^T & \sqrt{2} & 0^T \\ \Pi_n & 0 & -j\Pi_n \end{bmatrix}$$
(25)

また、行列サイズN = 2nのときは、(25)式における行列の中央行並びに中央列を除いた形となる。行列サイズが $p \times q$ である行列 Mについて、ユニタリ行列 Q_N を用いた次式の変換を行っても行列 Mの固有値は変化しない ⁵)。

 $M \to Q_p^H M Q_q$ (26) (18)式に示した x(t) の T パルス分で構成される $X = [x(1), \dots, x(T)]$ を拡張したデータ $[X \prod_M \overline{X} \prod_N]$ について (26)式に示した変換を行う。



図4 K素子等間隔リニアアレイ



図5 アンテナアレイと目標の座標関係



図6 2次元空間領域におけるアンテナ配置

$T(X) = Q_M^H [X \ \Pi_M \overline{X} \Pi_N] Q_{2N}$

(27)

行列 T(X) について、1 次元における ESPRIT 法と同様 に固有値展開によって L 個の固有ベクトルからなる 信号部分空間 E_s を推定する。

2D ユニタリ ESPRIT 法においては行列 Q_n , J_{x1} , J_{x2} , E_s の間で以下の式が成り立つ ⁷⁾。

$$K_{x1}E_sY_x = K_{x2}E_s \tag{28}$$

$$K_{x1} = Q_{m_x}^H (J_{x1} + J_{x2}) Q_M \tag{29}$$

$$K_{x2} = Q_{m_x}^H (J_{x1} - J_{x2}) Q_M \tag{30}$$

行列 Υ_x は ESPRIT 法における複素数値解 Ψ_x に対応 する実数値解である。複素数値解 Ψ_x が位相回転 Φ_x について $\Psi_x = T\Phi_x T^{-1}$ という関係を持つのと同様に、行 列 Υ_x について次式が成り立つ。

$$\mathbf{Y}_x = \mathbf{T}\mathbf{\Omega}_x \mathbf{T}^{-1} \tag{31}$$

$$\mathbf{\Omega}_{x} = \operatorname{diag}\left\{\omega_{x_{l}}\right\}_{l=1}^{L} \tag{32}$$

$$\omega_{x_l} = \frac{1}{j} \frac{\exp\left\{j\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) d_x u_l\right\} - 1}{\exp\left\{j\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) d_x u_l\right\} + 1}$$
(33)
$$= \tan\left\{\left(\frac{\pi}{\lambda}\right) d_x u_l\right\}$$

(33)式において d_x は x 軸方向のアンテナ間隔であり、 既知であることから u_l が求まる。

また、y 軸方向についても(28)式から(33)式と同様に して解くことで v_l が求まり、(16),(17)式の関係から目 標の到来方向の仰角 θ_l 及び方位角 ϕ_l が求まる。

3.3. 時間-周波数領域 2D ユニタリ ESPRIT 法

本節では、前節で説明した 2D ユニタリ ESPRIT 法 を時間軸と周波数軸から成る 2 次元領域に応用するこ とで、複数の目標が持つ速度情報と距離情報を同時に 推定する方法を説明する。

2D ユニタリ ESPRIT 法を適用する、時間軸と周波数 軸を持つ 2 次元領域における仮想アンテナアレイのイ メージ図を図 7 に示す。図 6 では x 軸方向、y 軸方向 それぞれについて隣接するアンテナが d_x, d_y の間隔 で離れていたのに対し、図 7 では隣接する受信信号成 分が時間(t)軸方向に時間 ΔT 、周波数(f)軸方向に周波 数 Δf の差を持つ。仮想 2 次元アレイを構成する隣接 する受信信号間には、2.2 節で前述したようにこれら に起因する位相差が生じる。この変化を $\phi_{TDI_l}, \phi_{FDI_l}$ と して次式で表す。

$$\phi_{\text{TDI}_l} = \exp \left(j 2\pi f_c \frac{2\nu_l \Delta T}{c} \right) \ (l = 1, \cdots, L) \tag{34}$$

$$\phi_{\text{FDI}_l} = \exp\left(j2\pi\Delta f \frac{2\tau_l}{c}\right) \ (l = 1, \cdots, L) \tag{35}$$

時間-周波数領域 2D ユニタリ ESPRIT 法について、 受信信号の時間差 ΔT から目標の速度情報を推定す る手順を以下に説明する。

図 7 に示す受信信号成分のうち m 行, n 列目の受 信信号成分を s(mΔT,nΔf) として、仮想アンテナアレ イにおける入力信号 X_{TDI} を次式で定義する。

$$\begin{aligned} \boldsymbol{X}_{\text{TDI}} &= [\boldsymbol{s}(\Delta T, \Delta f), \boldsymbol{s}(\Delta T, 2\Delta f), \cdots, \boldsymbol{s}(\Delta T, n\Delta f), \\ \boldsymbol{s}(2\Delta T, \Delta f), \boldsymbol{s}(2\Delta T, 2\Delta f), \cdots, \boldsymbol{s}(2\Delta T, n\Delta f), \\ &: \end{aligned}$$
(36)

 $s(m\Delta T, \Delta f), s(m\Delta T, 2\Delta f), \dots, s(m\Delta T, n\Delta f)]^T$ このとき、 $s(\Delta T, \Delta f)$ を位相基準として考えると

$$\boldsymbol{A}_{\text{TDI}} = [\boldsymbol{a}_{\text{TDI}}(1), \boldsymbol{a}_{\text{TDI}}(2), \cdots, \boldsymbol{a}_{\text{TDI}}(L)]$$
(37)

$$\mu_{\text{TDI}}(l) = [1, \phi_{\text{FDI}_l}, \cdots, (n-1)\phi_{\text{FDI}_l}, \\ \phi_{\text{TDI}_l}, \phi_{\text{TDI}_l}\phi_{\text{FDI}_l}, \cdots, \phi_{\text{TDI}_l}(n-1)\phi_{\text{FDI}_l}$$

$$(m-1)\phi_{\text{TDI}_l}(m-1)\phi_{\text{TDI}_l}\phi_{\text{FDI}_l}, \cdots, (m-1)\phi_{\text{TDI}_l}(n-1)\phi_{\text{FDI}_l}]^T$$

ここで行列 J_{t1}, J_{t2} を次式で定義する。

$$J_{t1} = \begin{bmatrix} I_{(m-1)n} & \mathbf{0}_{(m-1)n \times n} \end{bmatrix}$$
(39)

$$J_{t2} = \begin{bmatrix} 0_{(m-1)n \times n} & I_{(m-1)n} \end{bmatrix}$$
(40)

$$J_{t1}A_{\text{TDI}}\Phi_{\text{TDI}} = J_{t2}A_{\text{TDI}}$$
(41)

$$\Phi_{\text{TDI}} = \text{diag} \left\{ \phi_{\text{TDI}_l} \right\}_{l=1}^L \tag{42}$$



図7 時間-周波数領域(仮想)アレイ



図8 3円柱回転モデル

よって、(34)式より複数の目標が持つ速度情報 v_l を求 めることができる。

同様に周波数軸方向について、受信信号成分の周波 数差 Δ*f* から複数の目標が持つレーダからの距離情 報 η を推定することが可能である。

4. シミュレーションによる評価

4.1. シミュレーションモデル

前章で説明した時間-周波数領域 2D ユニタリ ESPRIT 法について、シミュレーションを用いてその 評価を行った。

図8にシミュレーションモデルを示す。レーダを原 点とし、レーダから0.75m離れた位置を中心として3 本の金属円柱が毎分33回転する。

測定に用いるレーダは、送受信アンテナ数1本、中 心周波数 $f_c = 79$ GHz、帯域幅 $f_s = 2$ GHz、サンプル時 間間隔 T_s (= ΔT)=0.119 ms、レンジ分解能 $\Delta R = 7.5$ cm とする。信号対雑音比 (SNR) が 25 dB の雑音環境と した。

(38)



図9 受信信号強度の時間・距離変化

時間領域の解析に用いたパルス数は 100 パルスであ り、時間にして $T = \Delta T \times 100 = 0.119$ s である。この 100 パルスのうち、時間-周波数領域 2D-ユニタリ ESPRIT 法のアレイとして使用したのは 20 パルス分で あり、81 回の時間平均処理を行うことで相関の抑圧を 行った。周波数領域の解析に関しては、送信信号を既 知とした参照波を利用し、仮想アレイにおける隣接す る受信信号成分間での周波数差 $\Delta f = 41.7$ MHz として、 FFT サンプルにおける 20 サンプル分にあたる 834 MHz の帯域を解析に用いた。

4.2. シミュレーション結果

3 円柱が回転するシミュレーションモデルにおける 受信信号強度の時間・距離変化を図9に示す。時間-周 波数領域2Dユニタリ ESPRIT 法による目標の速度情 報、距離情報の推定結果をそれぞれ図10、図11に示 す。RMS 誤差は、速度推定4.18×10⁻³ m/s、距離推定 2.43×10⁻² m であった。図9の受信信号強度図では3 つの円柱からの反射信号が混ざり目標数の判断が困難 だが、図10、図11の結果では複数の円柱からの反射 点を区別することが可能である。

5. 結論と今後の課題

本稿では、1 つのアンテナ素子のみを持つレーダに よる観測データを時間軸と周波数軸から成る 2 次元デ ータに変換し、時間-周波数領域 2D ユニタリ ESPRIT 法を用いて、複数の目標が持つ速度情報・距離情報の 推定を同時に行う手法を提案した。シミュレーション により、3 本の金属円柱が回転するモデルにおいて速 度について 4.18×10⁻³ m/s 、距離について 2.43×10⁻² m の精度での推定に成功した。

今後は、既存手法との精度・応答時間での比較評価 を行うと共に、歩行人体の分離識別を目指した実験デ ータの解析に取り組む。



図 11 3 円柱の距離推定結果

汝 献

- K. Schindler, A. Ess, B. Leibe, L. V. Gool, "Automatic detection and tracking of pedestrians from a moving stereo rig," *ISPRS Journal of Photogramm. Remote Sensing.*, Vol. 65, pp. 523-537, 2010.
- [2] Y. Hoshikawa, Y. Hashimoto, A. Moro, K. Terabayashi, and K. Umeda, "Tracking of human groups using subtraction stereo," *SICE Journal of Control, Measurement and System Integration.*, Vol. 4, pp. 214-220, 2011.
- [3] R. Roy and T.Kailath, "ESPRIT-Estimation of Signal Parameters via Rotational Invariance Techniques," *IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing.*, Vol. 37, pp. 984-995, 1989.
- [4] B. Ottersten, M. Viberg, and T. Kailath, "Performance Analysis of the Total Least Squares ESPRIT Algorithm," *IEEE Transactions on Signal Processing.*, Vol. 39, pp. 1122-1135, 1991.
- [5] 菊間信良, "アレーアンテナによる適応型信号処理,"科学技術出版, pp. 211-268, 1998.
- [6] K. Papakonstantinou and D. Slock, "ESPRIT-Based Estimation of Location and Motion Dependent Parameters," *Vehicular Technology Conference*, 2009.
- [7] M. Haardt, M. D. Zoltowski, C. P. Mathews, and J. A. Nossek,"2D Unitary ESPRIT for Efficient 2D Parameter Estimation," *IEEE Acoustics, Speech, and Signal Processing*, pp. 2096-2099, 1995.

固体試料の CD 計測に向けた 複屈折性・円二色性 混合移相子評価法の開発

株式会社 島津製作所

基盤技術研究所 光技術ユニット 計測グループ

【概要】

円二色性計測はキラリティ分子の計測に非常に有用であるが,通常は液体試料に限定されるという問題点があった。なぜならば,固体試料では円二色性に加えて応力由来の複屈折性が混在してしまい,解析が困難になるからである。そこで本発表では、このような複数の偏光応答が混在する素子に対し、ポアンカレ球における幾何学的な特徴を利用した全く新しい評価法"Water-Melon Method"を提案する。本手法は従来法と比べて単純な光学系で評価でき、偏光計測にありがちな煩雑な行列計算を必要としないとい特徴を有している。透過性の強いテラへルツ光と組み合わせることで、キラル医薬品の非破壊全数検査が可能になると期待される。

なお本発表の内容は,慶應義塾大学理工学部物理学科 渡邉研究室に在 籍時に行った研究の成果である。





目次	2
 Introduction ・研究室紹介(慶應義塾大学 渡邉研究室) ・固体試料の円二色計測 	
2. 混合移相子評価法 "Water-Melon Method" ・ポアンカレ球による偏光状態の表示 ・混合移相子評価法 "Water-Melon Method"	
3. 検証 ・シミュレーションによる検証 ・実験による検証	
4. まとめ	























入射光





ポアンカレ球を使えば、複雑な行列計算なしで 透過光の偏光状態がわかる

4

透過光



























渦巻型金属微細構造の作製				
自作したレーザーリングラフィ装置を用いて、 Si基板上に金属微細構造を作製				
	左巻渦			
正常な渦巻	80 µm	80 μm		
欠損した渦巻				



	まとめ 22
A	混合移相子を評価する画期的な手法 " <u>Water-Melon Method</u> " を独自に開発した。 (・複雑な行列計算を必要としない ・シンプルな光学系で評価できる ・あらゆる周波数帯域で利用できる
A	渦巻型金属微細構造に対してシミュレーション・実験を行った。 [シミュレーション] ・評価することができた。 ・円二色性に加えて複屈折性が混在していることがわかった [実験]
	・S/Nのよい周波数では評価することができた。 S/N次第で、錠剤の検査に使うことができる

誘電体格子の相反性誤差を用いた数値解の精度に関する検討

A Study of Accuracy of Numerical Solution using Reciprocity Error in Dielectric Gratings

○ 若林 秀昭[†]*
 浅居 正充^{††}
 山北 次郎[†]
 [†] 岡山県立大学 情報工学部
 ^{††} 近畿大学
 * E-mail : waka@c.oka-pu.ac.jp

2017年6月15日(木) 於京都大学 概要 誘電体格子に関する数値算法として、全ての領域における電磁界成分を拡張フーリエ級数展開によって表現し、行列固有値計算と線形方程式を用いて数値解を得る算法(行列固有値法)を提案、及び開発してきた、 Inverse Rule の採用、3次元構造への拡張、影理論の計算方法の適用等により、ほぼ満足できる結果が得られるようになった.ところが、電磁界の展開項数に関係する数値結果の確からしさについては極めて難しい問題であり、 最終的な数値解である回折効率の収束を確認するに留まっていた.本研究では、数値解析の原点に戻り、誘電体格子の電磁波の散乱問題において、行列固有値計算を用いる数値算法が相反定理を満足することを示し、相反性誤差を用いて、本算法の数値解の精度を検討する.

キーワード 誘電体格子, 行列固有值法, 相反性, 回折効率, 散乱因子

1 Introduction

We have presented the matrix eigenvalues method to study dielectric gratings [1-3]. The method starts with Maxwell's equations and derives the first-order differential equations directly in order to reduce into the eigenvalue problem. In our method, the error of energy balance always becomes zero except for rounding error. Therefore, an accuracy criterion of a solution related to the expansion number of spatial harmonics is a difficult problem. When analyzing gratings, we have observed the convergence of a solution to obtain the accuracy.

In the theory of gratings, a numerical diffraction solution must be satisfy the energy balance and the reciprocity $^{[4-6]}$. The reciprocity is a well-known physical principle. There are two reciprocity theorems in the grating. One is the reciprocity for energy flow and the other is the reciprocity for wave fields. Many analytical methods have been tried and tested for complicate gratings. However, there is few method to discuss the reciprocity. Nakayama et al. reported that diffraction efficiencies satisfy the reciprocity for energy flow in a conducting grating, and the reciprocity for wave fields appears in scattering factor of the shadow theory $^{[4-8]}$. The former is useful only for a propagating incidence. The latter holds for a propagating incidence as well as an evanescent incidence. In a previous work $^{[1]}$, we stated that, by the reciprocity, the *m*th order reflected scattering factor is an even function with respect to a symmetrical axis on the diffraction order *m*.

This paper deals with the diffraction by a dielectric grating. We show that on numerical graphs, reflected and transmitted diffraction efficiencies approximately satisfy the reciprocity, and scattering factors for a transmitted wave in addition to a reflected one approximately satisfy the reciprocity. The difference of efficiencies and that of scattering factors satisfying the reciprocity always become zero. Numerical values by machine calculations, however, does not satisfy the reciprocity accurately. The differences can be called the reciprocity errors. Using these errors, this paper consider an accuracy of a numerical solution.

2 Matrix Eigenvalues Method

This section describes the matrix eigenvalues method for the scattering problem of a multilayered dielectric grating. In what follows, the time dependence $e^{j\omega t}$ is assumed and suppressed. The space variables r = (x, y, z) are normalized by the wave number k_0 such that $k_0 r \to r$.

Figure 1 shows a generalized structure of the grating. A plane wave of wavelength λ and the incident angle θ illuminates. The relative permittivity and permeability in regions 0 and N are given by (ε_{a}, μ_{a}) and (ε_{s}, μ_{s}), respectively.

Using the normalized space variables, we start with Maxwell's equations in dimensionless form as

$$\overline{\operatorname{curl}}\sqrt{Y_0}\boldsymbol{E} = -j \ \mu(z)\sqrt{Z_0}\boldsymbol{H}, \qquad \overline{\operatorname{curl}}\sqrt{Z_0}\boldsymbol{H} = j \ \varepsilon(z)\sqrt{Y_0}\boldsymbol{E}.$$
(1)

Since the structure is periodic, the electromagnetic fields Ψ_{ℓ} ($\ell = y, z$) are expressed by the infinite spatial



Fig. 1 A multilayered dielectric grating.

harmonics. Making truncation, the fields can be approximated by

$$\Psi_{\ell}(x,z) = \sum_{m=-M}^{M} \psi_{\ell m}(x) e^{-js_m z}, \qquad s_m = s_0 + mn_{\rm K}, \qquad n_{\rm K} = \lambda/\Lambda, \qquad s_0 = \sqrt{\varepsilon_{\rm a}\mu_{\rm a}} \sin\theta.$$
(2)

The relative permittivity $\varepsilon(z)$, the relative permeability $\mu(z)$ and their inverses can be expanded in Fourier series of the truncated order N_f (= 2M) as

$$\zeta(z) = \sum_{m=-N_f}^{N_f} \tilde{\zeta}_m e^{jmn_{\rm K}z}, \qquad \tilde{\zeta}_m = \frac{1}{\Lambda} \int \zeta(z) e^{-jmn_{\rm K}z} \,\mathrm{d}z \tag{3}$$

where $\zeta = \varepsilon, \mu, 1/\varepsilon, 1/\mu$. The Fourier expansions of $1/\varepsilon(z)$ and $1/\mu(z)$ are introduced by the concept of the inverse rule^[9,10]. Making column vectors composed of the expansion coefficients $\psi_{\ell m}$ in Eq. (2) as

$$\psi_{\ell}(x) = \left[\psi_{\ell-M}(x)\cdots\psi_{\ell 0}(x)\cdots\psi_{\ell M}(x)\right]^{\mathrm{T}} , \qquad (4)$$

and arranging Maxwell's equations through the inverse rule, we obtain the following first differential equations directly,

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x} \begin{bmatrix} \psi_y(x) \\ \psi_z(x) \end{bmatrix} = j \begin{bmatrix} C \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_y(x) \\ \psi_z(x) \end{bmatrix}, \qquad \begin{bmatrix} C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1 \\ \begin{bmatrix} C_2 \end{bmatrix} \end{bmatrix}, \qquad (\psi_y, \psi_z, C) = \begin{cases} (e_y, h_z, C_{\mathrm{TE}}) & (\mathrm{TE}) \\ (h_y, e_z, C_{\mathrm{TE}}) & (\mathrm{TM}) \end{cases}.$$
(5)

Using the eigenvectors matrix [T], we can diagonalize [C]. The solution of Eq. (5) is

$$\begin{bmatrix} \psi_y(x) \\ \psi_z(x) \end{bmatrix} = [T][P(x)] \begin{bmatrix} g^+(\dot{x}) \\ g^-(\ddot{x}) \end{bmatrix}, \qquad [P(x)] = \begin{bmatrix} \left[\delta_{mn} e^{-j\xi_m(x-\dot{x})} \right] & \begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} \delta_{mn} e^{j\xi_m(x-\ddot{x})} \end{bmatrix} \end{bmatrix}$$
(6)

where ξ_m denotes the *m*th-order eigenvalue, and corresponds to a propagation constant. In order to avoid overflows on computations, we change the phase reference positions \dot{x} and \ddot{x} correspond to the propagation directions.

Applying the shadow theory, we formulate the electromagnetic fields in all regions, as described below. In a uniform region, we can extract only elements corresponding to the mth mode as

$$\begin{bmatrix} \psi_{ym}(x) \\ \psi_{zm}(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11,m} \\ T_{21,m} \end{bmatrix} g_m^+(\dot{x}) e^{-j\xi_m(x-\dot{x})} - \begin{bmatrix} T_{12,m} \\ T_{22,m} \end{bmatrix} g_m^+(\dot{x}) e^{j\xi_m(x-\ddot{x})} + \begin{bmatrix} T_{12,m} \\ T_{22,m} \end{bmatrix} \left\{ g_m^+(\dot{x}) + g_m^-(\ddot{x}) \right\} e^{j\xi_m(x-\ddot{x})}$$

$$= [\overline{T}_m][\overline{P}_m(x)] \begin{bmatrix} 2\xi_m g^+(\dot{x}) \\ g^+(\dot{x}) + g^-(\ddot{x}) \end{bmatrix} = [\overline{T}_m][\overline{P}_m(x)] \begin{bmatrix} 2\xi_0^a S_m^m \\ 2\xi_0^a S_m^- \end{bmatrix}$$

$$(7)$$

where

$$[\overline{T}_{m}] = \begin{bmatrix} 0 & T_{12,m} \\ \overline{T}_{21,m} & T_{22,m} \end{bmatrix}, \quad \overline{T}_{21,m} = \begin{cases} 1/\sqrt{\mu} & (\text{TE}) \\ -1/\sqrt{\varepsilon} & (\text{TM}) \end{cases}, \quad [\overline{P}_{m}(x)] = \begin{bmatrix} e^{-j\xi_{m}(x-\dot{x})} & 0 \\ \frac{\sin\xi_{m}(x-\dot{x}+\ddot{x})}{j\xi_{m}} e^{j\xi_{m}(\dot{x}-\ddot{x})} & e^{j\xi_{m}(x-\ddot{x})} \end{bmatrix}.$$
(8)

In region N, we use another type of the manipulation of the shadow theory as

where

$$[\overline{T}_{m}] = \begin{bmatrix} T_{11,m} & 0\\ T_{21,m} & \overline{T}_{22,m} \end{bmatrix}, \quad \overline{T}_{22,m} = \begin{cases} -1/\sqrt{\mu} & (\text{TE})\\ 1/\sqrt{\varepsilon} & (\text{TM}) \end{cases}, \quad [\overline{P}_{m}(x)] = \begin{bmatrix} e^{-j\xi_{m}(x-\dot{x})} & -\frac{\sin\xi_{m}(x-\dot{x}+\dot{x})}{j\xi_{m}}\\ 0 & e^{j\xi_{m}(x-\dot{x})} \end{bmatrix}$$
(10)

and $\dot{x} = \ddot{x} = x_N$. Here, $\xi_m = \sqrt{\varepsilon \mu - s_m^2}$, $\lim_{\xi_m \to 0} \frac{\sin \xi_m \left(x - \frac{\dot{x} + \ddot{x}}{2}\right)}{j\xi_m} e^{j\xi_m \frac{\dot{x} - \ddot{x}}{2}} = -j\left(x - \frac{\dot{x} + \ddot{x}}{2}\right)$ and ξ_0^a is the 0th-order eigenvalue for [C] in region 0. In the shadow theory, S_m is called the *m*th-order scattering factors. The excitation source at x = 0 is expressed by

$$\begin{bmatrix} \psi_{y0}^{a} \\ \psi_{z0}^{a} \end{bmatrix} = 2\xi_{0}^{a} \zeta_{a} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad \zeta_{0}^{a} = \begin{cases} 1/\sqrt{\mu_{a}} & (\text{TE}) \\ -1/\sqrt{\varepsilon_{a}} & (\text{TM}) \end{cases}.$$
(11)

RS17-03 誘電体格子の相反性誤差を用いた数値解の精度に関する検討 若林 他

In periodic regions, transforming a transformation matrix so as not to calculate the inverse matrix, we can obtain

$$[T] = \begin{bmatrix} [C_1][\Phi] & [C_1][\Phi] \\ -[\Phi][\xi_k \delta_{kl}] & [\Phi][\xi_k \delta_{kl}] \end{bmatrix}.$$
(12)

[P(x)] is a propagation matrix composed of the 2(2M+1) eigenvalues $\{-\xi_k, \xi_k\}$, and is given by

$$[\mathbf{P}(x)] = \begin{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta_{kl} e^{-j\xi_k(x-\dot{x})} \end{bmatrix} & [\mathbf{0}] \\ [\mathbf{0}] & \begin{bmatrix} \delta_{kl} e^{j\xi_k(x-\dot{x})} \end{bmatrix} \end{bmatrix}.$$
 (13)

The electromagnetic fields in periodic regions can be also expressed by the same form as Eq. (6). Applying the manipulation by the shadow theory, we obtain

$$\begin{bmatrix} \psi_y(x) \\ \psi_z(x) \end{bmatrix} = [T] [P(x)] \begin{bmatrix} g^+(\dot{x}) \\ g^-(\ddot{x}) \end{bmatrix} = [\overline{T}] [\overline{P}(x)] \begin{bmatrix} 2 [\xi_k \delta_{kl}] g^+(\dot{x}) \\ g^+(\dot{x}) + g^-(\ddot{x}) \end{bmatrix} = [\overline{T}] [\overline{P}(x)] \begin{bmatrix} 2 [\xi_0^a \delta_{lk}] S^{\oplus} \\ 2 [\xi_0^a \delta_{lk}] S^{-} \end{bmatrix}.$$
(14)

Here, a transformation matrix $[\overline{T}]$ and a propagation matrix $[\overline{P}]$ of the shadow theory are numerically given by

$$\begin{bmatrix} \overline{T} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [0] & [C_1][\Phi] \\ -[\Phi] & [\Phi][\xi_k \delta_{kl}] \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \overline{P}(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta_{kl} e^{-j\xi_k(x-\dot{x})} \end{bmatrix} & [0] \\ \delta_{kl} \frac{\sin \xi_k \left(x - \frac{\dot{x} + \ddot{x}}{2}\right)}{j\xi_k} e^{j\xi_k \frac{\dot{x} - \ddot{x}}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta_{kl} e^{j\xi_k(x-\ddot{x})} \end{bmatrix} \end{bmatrix}.$$
 (15)

The manipulation by the shadow theory was applied to only modes related by eigenvalues close to zero ^[3]. The two dimensional formulations in this paper enable us to apply the manipulation to all modes.

Normalizing the boundary conditions by $2\xi_0^a$, the unknowns are the scattering factors. Using the scattering factors S^{a-} and S^{s+} in regions 0 and N, the *m*th reflected diffraction efficiency η_m^r and the *m*th transmitted diffraction efficiency η_m^t are expressed as follows:

 \bullet for a propagating incidence (when $\xi^{\rm a}_0$ is real)

$$\eta_m^{\rm r} = \begin{cases} |2\xi_0^{\rm a} S_0^{\rm a^-} - 1|^2 & (m=0) \\ 4 \xi_0^{\rm a} \operatorname{Re}\left[\xi_m^{\rm a}\right] |S_m^{\rm a^-}|^2 & (m\neq 0) \end{cases} \quad \eta_m^{\rm t} = 4 \xi_0^{\rm a} \operatorname{Re}\left[\xi_m^{\rm s}\right] |S_m^{\rm s^+}|^2, \tag{16}$$

• for an evanescent incidence (when ξ_0^a is imaginary)

$$\eta_m^{\rm r} = \frac{\operatorname{Re}\left[\xi_m^{\rm a}\right] |S_m^{\rm a-}|^2}{\operatorname{Re}\left[S_0^{\rm a-}\right]}, \qquad \eta_m^{\rm t} = \frac{\operatorname{Re}\left[\xi_m^{\rm s}\right] |S_m^{\rm s+}|^2}{\operatorname{Re}\left[S_0^{\rm a-}\right]}.$$
(17)

Replacing as $S^{a-} \to S^{s+}$, $S^{s+} \to S^{a-}$, $\xi^a \to \xi^s$ and $\xi^s \to \xi^a$, the efficiencies for the incidence from region N are obtained.

3 Numerical results and discussions

First of all, we think the reciprocity theorem for diffraction efficiencies of a dielectric grating, as shown in Fig. 2. In Case 1, the *m*th-order reflected and transmitted diffraction efficiencies for an incident wave $e^{-j\xi_0^a x - js_0 z}$ are denoted by $\eta_m^{r(1)}(s_0)$ and $\eta_{m'}^{t(1)}(s_0)$, respectively. The reciprocity theorem for the reflected diffraction efficiency (RDE) and the transmitted diffraction efficiency (TDE) states that

$$\eta_m^{r(1)}(s_0) = \eta_m^{r(2)}(-s_0 - mn_K), \qquad \eta_{m'}^{t(1)}(s_0) = \eta_{m'}^{t(3)}(-s_0 - m'n_K).$$
(18)

Here, m and m' are propagating orders of the reflected and transmitted waves, respectively. By numerical calculations, we obtain a numerical RDE $\hat{\eta}_m^r$ and TDE $\hat{\eta}_m^t$. The differences of numerical values are denoted by $e_{\rm rr}^{\rm [RDE]}$ and $e_{\rm rr}^{\rm [TDE]}$ only for a propagating incidence as

$$e_{\rm rr}^{\rm [RDE]} = \sum_{m} \left| \hat{\eta}_m^{\rm r\,(1)}(s_0) - \hat{\eta}_m^{\rm r\,(2)}(-s_0 - mn_{\rm K}) \right|, \qquad e_{\rm rr}^{\rm [TDE]} = \sum_{m} \left| \hat{\eta}_m^{\rm t\,(1)}(s_0) - \hat{\eta}_m^{\rm t\,(3)}(-s_0 - mn_{\rm K}) \right|. \tag{19}$$

When $M \to \infty$, since $\hat{\eta}_m^{\rm r}$ and $\hat{\eta}_m^{\rm t}$ satisfy Eq. (18), $e_{\rm rr}^{\rm [RDE]}$ and $e_{\rm rr}^{\rm [TDE]}$ always become zero. In numerical calculations, however, due to an insufficient expansion order M, $\hat{\eta}_m^{\rm r}{}^{(1)}(s_0) \neq \hat{\eta}_m^{\rm r}{}^{(2)}(-s_0-mn_{\rm K})$, and $\hat{\eta}_m^{\rm t}{}^{(1)}(s_0) \neq \hat{\eta}_m^{\rm r}{}^{(2)}(-s_0-mn_{\rm K})$, and $\hat{\eta}_m^{\rm t}{}^{(1)}(s_0) \neq \hat{\eta}_m^{\rm r}{}^{(2)}(-s_0-mn_{\rm K})$, and $\hat{\eta}_m^{\rm t}{}^{(1)}(s_0) \neq \hat{\eta}_m^{\rm r}{}^{(2)}(-s_0-mn_{\rm K})$.



Fig. 2 The reciprocity problem for diffraction efficiencies.

 $\hat{\eta}_m^{t\,(3)}(-s_0 - mn_K)$. It is noted that $e_{rr}^{[RDE]}$ and $e_{rr}^{[TDE]}$ are not equal to zero, and become unwanted errors. The reason for this is that the numbers of expansion terms (2M + 1) are the same, but the truncated range shifts as

$$\{s_0 - Mn_{\rm K} \cdots s_0 \cdots s_0 + Mn_{\rm K}\} \longrightarrow \{-s_0 - (M+m)n_{\rm K} \cdots - s_0 - mn_{\rm K} \cdots - s_0 + (M-m)n_{\rm K}\}.$$
 (20)

Secondly, the reciprocity theorem for wave fields using the reflected scattering factor (RSF) and transmitted scattering factor (TSF) state that

$$S_m^{\mathbf{a}-(1)}(s_0) = S_m^{\mathbf{a}-(2)}(-s_0 - mn_{\mathbf{K}}), \quad S_{m'}^{\mathbf{s}+(1)}(s_0) = S_{m'}^{\mathbf{a}-(3)}(-s_0 - m'n_{\mathbf{K}})$$
(21)

where $m, m' = -M \cdots 0 \cdots M$ including evanescent orders. As like the diffracted efficiencies, we obtain a numerical RSF \hat{S}_m^{a-} and a numerical TSF \hat{S}_m^{s+} . The differences of numerical values are defined by $e_{\rm rr}^{\rm [RSF]}$ and $e_{\rm rr}^{\rm [TSF]}$ as

$$e_{\rm rr}^{\rm [RSF]} = \sum_{m=-M}^{M} \left| \hat{S}_m^{\rm a-(1)}(s_0) - \hat{S}_m^{\rm a-(2)}(-s_0 - mn_{\rm K}) \right|, \qquad e_{\rm rr}^{\rm [TSF]} = \sum_{m=-M}^{M} \left| \hat{S}_m^{\rm s+(1)}(s_0) - \hat{S}_m^{\rm a-(3)}(-s_0 - mn_{\rm K}) \right|.$$
(22)

Now, we consider an asymmetric triangular profiled grating in Fig. 3. In following calculations, the error of energy balance is always less than 10^{-11} . The parameters are a = 0.9, b = 0.1, $d/\lambda = 0.6$, $\Lambda/\lambda = 1.2$, $\varepsilon_a = 1.0$ and $\varepsilon_s = 3.0$. The grating region is approximated by partitioning into stratified N - 1 = 10 layers. Table 1 shows $\hat{\eta}_m^{\rm r}$ and $\hat{\eta}_m^{\rm t}$ with the parameters $s_0 = 0.75$ and M = 50. $\hat{\eta}_m^{\rm r(1)}$ and $\hat{\eta}_m^{\rm t(1)}$ and $\hat{\eta}_m^{\rm t(3)}$ are slightly different. We refer to this result as the reciprocity error for the efficiencies.

Replacing s_0 by $s_0 - mn_{\rm K}/2$ in Eq. (18) and putting m' = m for the convenience of notation, we get

$$\eta_m^{r\,(1)}(s_0 - mn_{\rm K}/2) = \eta_m^{r\,(2)}(-s_0 - mn_{\rm K}/2), \qquad \eta_m^{t\,(1)}(s_0 - mn_{\rm K}/2) = \eta_m^{t\,(3)}(-s_0 - mn_{\rm K}/2) \tag{23}$$

with the symmetrical axis $s_0 = -mn_{\rm K}/2$ in the range of $\max\left[-\sqrt{\varepsilon\mu}, -\sqrt{\varepsilon\mu} - mn_{\rm K}\right] \leq s_0 \leq \min\left[\sqrt{\varepsilon\mu}, \sqrt{\varepsilon\mu} - mn_{\rm K}\right]$. Figures 4 and 5 show the *m*th diffraction efficiencies $(m = -3 \sim 3)$ against s_0 for TE and TM incidences, respectively. Note that $|s_0| > \sqrt{\varepsilon\mu}$ means an evanescent incidence. These figures support that $\hat{\eta}_m^r$ and $\hat{\eta}_m^t$ are line-symmetric with respect to the axis in the range for a propagating incidence. We calculate $e_{\rm rr}^{\rm [RDE]}$ and $e_{\rm rr}^{\rm [TDE]}$ against M with $s_0 = 0.75$ in Fig 6. Figures (a) and (b) show the reflected and transmitted waves, respectively. The error of TM cases is larger than that of TE cases. It is found that when M > 50, $e_{\rm rr}^{\rm [RDE]} < 10^{-5}$ and $e_{\rm rr}^{\rm [RDE]} < 10^{-5}$ in both TE and TM cases. And then, we illustrate the *m*th scattering factors $(m = -3 \sim 3)$ against s_0 for TE and TM incidences in TE case m and m and m and m and m and m are m and m and m and m and m are m and m and

And then, we illustrate the *m*th scattering factors $(m = -3 \sim 3)$ against s_0 for TE and TM incidences in Figs. 7 and 8, respectively. Since we cannot distinguish $|S_m^{a^{-}(1)}|$ and $|S_m^{a^{-}(2)}|$, and $|S_m^{s^{+}(1)}|$ and $|S_m^{a^{-}(3)}|$ in these figures, we find that

$$S_m^{a-(1)}(s_0 - mn_K/2) = S_m^{a-(2)}(-s_0 - mn_K/2), \qquad S_m^{s+(1)}(s_0 - mn_K/2) = S_m^{a-(3)}(-s_0 - mn_K/2)$$
(24)

with the symmetrical axis $s_0 = -mn_{\rm K}/2$ including the range of an evanescent incidence. We can say that not only the reflected wave fields but also the transmitted wave fields satisfy the reciprocity in a dielectric



Fig. 3 An asymmetric triangular profiled grating.

Table 1 The diffraction efficiencies.

(a) Reflected waves				(b) Transmitted waves			
	$m { m th}$	$\hat{\eta}_{m}^{\mathrm{r}(1)}(s_{0})$	$\hat{\eta}_{m}^{r(2)}(-s_{0}-mn_{\mathrm{K}})$		mth	$\hat{\eta}_m^{ ext{t}\ (1)}(s_0)$	$\hat{\eta}_{m}^{t(3)}(-s_{0}-mn_{\mathrm{K}})$
TE	-2	0.0121832566	0.0121832558	TE TM	-2	0.1071357476	0.1071357456
	-1	0.0501373970	0.0501373916		-1	0.1141257163	0.1141256858
	0	0.0199893531	0.0199893531		0	0.6518504001	0.6518504001
ТМ	-2	0.0152920150	0.0152918866		1	0.0445781293	0.0445781405
	-1	0.0349181618	0.0349190650		-2	0.0333772663	0.0333745729
	0	0.0002006964	0.0002006964		-1	0.1194892996	0.1194863785
		C	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		0	0.7751206241	0.7751206241
					1	0.0216019368	0.0216038181

grating. We calculate $e_{\rm rr}^{\rm [RSF]}$ and $e_{\rm rr}^{\rm [TSF]}$ against M with $s_0 = 0.75$ in Fig 9. Figures (a) and (b) show the reflected and transmitted waves, respectively. $e_{\rm rr}^{\rm [RSF]}$ and $e_{\rm rr}^{\rm [TSF]}$ denote the same tendencies of $e_{\rm rr}^{\rm [RDE]}$ and $e_{\rm rr}^{\rm [TDE]}$ that the error of TM cases is larger than that of TE cases.

4 Conclusions

In our matrix eigenvalues method, the two reciprocal properties approximately are obtained for diffraction efficiencies and for scattering factors. We found that not only the reflected wave fields but also the transmitted wave fields satisfy the reciprocity which is useful for a propagating incidence as well as an evanescent incidence in the case of a dielectric grating. In addition, we suggested that, the reciprocity error for diffraction efficiencies instead of the convergence can be used as an accuracy criterion.

References

- H. Wakabayashi, M. Asai, K. Matsumoto and J. Yamakita, On a scattering field expression by dielectric diffraction gratings using shadow theory, IEICE Transactions on Electronics (Japanese Edition), Vol. E93-C, No. 3, pp. 81–90, 2010.
- [2] H. Wakabayashi, K. Matsumoto, M. Asai and J. Yamakita, Numerical methods of multilayered dielectric gratings by application of shadow theory to middle regions, IEICE Transactions on Electronics, Vol. E95-C, No. 1, pp. 44–52, 2012.
- [3] H. Wakabayashi, M. Asai, K. Matsumoto and J. Yamakita, Numerical method of applying shadow theory to all regions of multilayered dielectric gratings in conical mounting, Journal of the Optical Society of America A, Vol. 33, No. 11, pp. 2188–2197, 2016.
- [4] R. Petit, editor, Electromagnetic theory of gratings, Springer, Berlin, 1980.
- [5] E. Popov, editor, Gratings : theory and numeric applications, second revised edition, Institute Fresnel, 2014. (http://www.fresnel.fr/files/gratings/Second-Edition/)
- [6] J. Nakayama, Shadow theory of diffraction grating, IEICE Transactions on Electronics, Vol. E92-C, No. 1, pp. 17–24, 2009.
- [7] J. Nakayama and Y. Tamura, Shadow theory of diffraction grating : reciprocity, symmetry and average filter, IEICE Transactions on Electronics, Vol. E97-C, No. 10, pp. 1036–1040, 2014.
- [8] J. Nakayama and Y. Tamura, Reciprocity theorems and their application to numerical analysis in grating theory, IEICE Transactions on Electronics, Vol. E100-C, No. 1, pp. 3–10, 2017.
- [9] L. Li, Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures, Journal of the Optical Society of America A, Vol. 13, No. 9, pp. 870–876, 1996.
- [10] T. Okada, H. Wakabayashi and H. Inai, Improved convergence in the analysis of diffraction gratings with permittivity profile, IEICE Transactions on Electronics (Japanese Edition), Vol. J97-C, No. 5, pp. 235–238, 2014.



(a) Reflected waves



(b) Transmitted waves

Fig. 4 Diffraction efficiencies against s_0 for TE incidence. (M = 50)



(b) Transmitted waves

Fig. 5 Diffraction efficiencies against s_0 for TM incidence. (M = 50)



Fig. 6 The differences of diffraction efficiencies.



(b) Transmitted waves Fig. 7 Scattering factors against s_0 for TE incidence. (M = 50)







RS17-04

メタマテリアル線路の曲率とスタブ挿入の 組み合わせによる非相反性増大化

山内淳司 上田哲也 久保雄暉 伊藤龍男 Junji Yamauchi, Tetsuya Ueda, Yuki Kubo Tatsuo Itoh

京都工芸繊維大学電気電子工学系

UCLA

Kyoto Institute of Technology University of California, Los Angeles

2017年 12月 18日

於 滋賀県立大学

概要

垂直磁化フェライト基板マイクロストリップ線路からなる非相反メタマテリアルにおいて,線路の曲率 とスタブの非対称な挿入の組み合わせにより,構造の非対称性を大きくし,それに伴って透過係数の位 相に表れる非相反性が増大することを提案している.まず,固有モード解析により,曲率を持つ非相反メ タマテリアル線路の分散関係を導出し,非相反性の定式化を行う.得られた近似式から,誘導性スタブの 場合はリングの内側に,容量性スタブの場合はリングの外側に挿入することにより,非相反性が増大す ることが類推されるが,数値計算および実験により実証した.

1. まえがき

最近,特異な電磁現象の発現や無線通信用マイクロ波回路・アンテナの新機能実現を目的として、右手 /左手系複合(CRLH)メタマテリアルに関する研究が活発に行われている^{[1]-[3]}. このうち, CRLH メタマテ リアルと非相反回路とを融合させた非相反 CRLH メタマテリアルに関する研究が最近進められている. 非相反性は時間反転対称性の破れと空間反転対称性の破れの2 つの要素により発現する.時間反転対称 性の破れは、マイクロ波周波数では強磁性体やフェライト、磁気光学材料のような自然媒質のジャイロ効 果を用いることで実現できる^{[3]-[5]}.一方,空間反転対称性の破れは,導波路に構造の非対称性を与えるこ とにより実現する.この非相反 CRLH メタマテリアルを利用すると、電磁波の伝送電力の方向に関わら ず波数ベクトルが同一方向を向く特異な電磁現象を実現することができる[6]. このような線路において は、長さに関係なく一往復伝搬で位相整合が自動的に満足することから、サイズに無関係な動作周波数 をもつ擬似進行波共振器が提案されている「7]. 擬似進行波共振器は、共振器サイズに依存しない共振周波 数をもち, さらに共振条件を保ちつつ, 電磁界分布の位相勾配を自由に変えられる特徴があり, 高効率の 漏れ波ビーム走査アンテナや円偏波アンテナなどへの応用が検討されている^{[8]-[10]}.漏れ波ビーム走査ア ンテナに応用する場合、ビーム走査角は線路の非相反性に依存するが、従来の非相反メタマテリアルに おいては非相反性の大きさが十分でなく、ビーム走査角は小さい場合に限定されていた. そのため導波路 の非対称性を最適に設計することによって非相反性を増大させ、ビーム走査角を拡大させることが望ま れている. 一方, 円偏波アンテナに応用する場合, リング状のフェライトを用いていたが, 従来の直線線 路の場合の取り扱いに基づいて,スタブを線路の両側に非対称に挿入することにより,構造の非対称性 を操作していた.このとき、作製が容易なことから、誘導スタブはリングの外側に周期的に挿入されてい たが、リングの曲率による構造の非対称性への影響はこれまで考慮されていなかった.

本稿では、垂直磁化フェライトリングを用いた非相反タマテリアル線路において、スタブの非対称な挿 入と、線路の曲率とを組み合わせることにより、非相反性を増大させることができることを提案する.非 相反メタマテリアル線路に含まれるフェライトリングの内側および外側の両側面において、境界条件と してアドミタンス壁を導入することにより、分散関係式を導出する^[11]. この分散関係式を用いて、位相 定数に現れる非相反性の定式化を行っている. さらに、線路の曲がりとスタブの非対称な挿入を適切に 組み合わせることにより、非相反性が増大することを示す^{[12][13]}. 定式化された非相反性の式から導かれ る諸特性が、数値シミュレーションおよび実験結果と良く一致することを示す.

2. 理論

本章では、解析モデルとして、線路の曲率を考慮した非相反マイクロストリップ線路を考え、同線路に

沿って伝搬する電磁波モードの分散関係式を導出し,非相反性を近似的に定式化する.取り扱うモデル を図1に示す.接地面上に置かれた外径 R,幅w,厚さtのフェライトリングに対して,リングの軸方向 に直流磁界が印加され,フェライト内の同方向に内部磁界 H₀,実効磁化 M_{ef} が誘起するものとする.こ のフェライトリングと同一面内において,リングの内側および外側にはリングと厚さの等しい誘電体基 板が配置されている.このフェライトリングに沿って,マイクロストリップ線路を構成し,さらに,マイ クロストリップ線路の両側面に,スタブを周期的に挿入する.以下では,非対称なスタブ挿入を単純化し たモデルで取り扱うために,フェライトリングの外側および内側の側面に対して,境界条件として,そ れぞれアドミタンス壁 Y₁および Y₂を導入する.

フェライトリングを含む基板に対して垂直な方向をz軸に取ると,フェライトリング内の透磁率テンソルは次式のように与えられる.

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$
(1)

但し

$$\mu = 1 + \frac{\omega_H \omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \kappa = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}$$
$$\omega_H = |\gamma| \mu_0 H_0, \quad \omega_M = |\gamma| \mu_0 M_{\text{ef}}$$

である.ここで、ωは動作角周波数、 $μ_0$ は真空の透磁率、γはフェライトの磁気回転比である.フェライト 基板の厚さtが波長に比べて十分薄い場合を仮定し、 $\partial/\partial z=0$ とすると、円柱座標系におけるヘルムホルツ方程式は次式のように表される.

$$\frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_r \mu_{\rm ef} E_z = 0$$
⁽²⁾

ここで、 $\mu_{ef} = (\mu^2 - \kappa^2) / \mu$ と定義している. ヘルムホルツ方程式(2)は等角写像法を用いると次のように変形 できる^[14].

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial\xi^2} - \beta^2 + \exp\left(\frac{2\xi}{R}\right)\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_r \mu_{\rm ef}\right\} E_z = 0 \tag{3}$$

ここで、新しく導入した空間座標 ξ および η は

$$\xi = R \ln\left(\frac{r}{R}\right), \quad \eta = R\theta \tag{4}$$

と定義されており、変数ηはリングの周回方向に沿う座標で伝搬方向を表し、変数ξはそれに対して横方



図1 曲率を持つ垂直磁化フェライト基板マイクロストリップ線路構造

向を表している. ここで曲率半径 R が線路幅 w に比べて十分大きいとして $R >> \xi, w$ を仮定すると,指数関数は $\exp(2\xi/R) \approx 1+2\xi/R$ のように 1 次近似できるので,

$$\frac{\partial E_z^2}{\partial s^2} - sE_z = 0 \tag{5}$$

と変形できる. ここで

$$s(r) = -k^2 / u^2, \quad k^2 = \{1 + 2\ln(r/R)\}(\omega/c)^2 \varepsilon_r \mu_{\rm ef} - \beta^2, \quad u^2 = \{-2(\omega/c)^2 \varepsilon_r \mu_{\rm ef} / R\}^{\frac{2}{3}}$$
(6)

と定義している. 式(5)はエアリー方程式として知られており^[15], その解は第一種エアリー関数 *Ai*(*s*)と第 二種エアリー関数 *Bi*(*s*)により表される. マイクロストリップ線路の両側面に誘導性あるいは容量性スタ ブが挿入された場合と等価な線路構造モデルとして,線路の外側の測面にアドミタンス壁 *Y*₁ を,内側の 測面でアドミタンス壁 *Y*₂ を仮定する. 各側面において,電界および磁界の接線成分の比からアドミタン スが求まるので,式(5)から求めた一般解に境界条件として*r*=*R*の場合にアドミタンス壁 *Y*₁を,*r*=*R*-*w* の場合に *Y*₂を与えると,

$$\widetilde{Y}_{1} = \sqrt{\mu_{0}/\varepsilon_{0}} Y_{1} = -\sqrt{\mu_{0}/\varepsilon_{0}} H_{\theta}(s_{1})/E_{z}(s_{1})$$

$$\widetilde{Y}_{2} = \sqrt{\mu_{0}/\varepsilon_{0}} Y_{2} = \sqrt{\mu_{0}/\varepsilon_{0}} H_{\theta}(s_{2})/E_{z}(s_{2})$$
(7)

となり、次式のような分散関係式が求められる.

$$\Phi(\omega,\beta,\kappa,R) = \widetilde{Y}_{1}\widetilde{Y}_{2}\left(1-\frac{w}{R}\right)\left[\left\{\frac{\omega}{c}\mu\mu_{ef}\right\}^{2}C_{00}\right] + \widetilde{Y}_{1}\left(j\frac{\omega}{c}\mu\mu_{ef}\right)(\mu u C_{10} - \beta\kappa C_{00}) + \widetilde{Y}_{2}\left(j\frac{\omega}{c}\mu\mu_{ef}\right)\left(1-\frac{w}{R}\right)(-\mu u C_{01} + \beta\kappa C_{00}) + \mu^{2}u^{2}C_{11} + \beta^{2}\kappa^{2}C_{00} - \beta\kappa \mu u(C_{10} + C_{01}) = 0$$

$$(8)$$

となる. 但し,

$$C_{00} = Ai(s_2)Bi(s_1) - Ai(s_1)Bi(s_2), \quad C_{01} = Ai(s_2)Bi'(s_1) - Ai'(s_1)Bi(s_2)$$

$$C_{10} = Ai'(s_2)Bi(s_1) - Ai(s_1)Bi'(s_2), \quad C_{11} = Ai'(s_2)Bi'(s_1) - Ai'(s_1)Bi'(s_2)$$
(9)

としている. なお, aは真空の誘電率である. アドミタンスは真空のアドミタンスにより規格化しており, エアリー関数の引数は $s_1 = s(R)$, $s_2 = s(R-w)$ とおいている.

分散関係式(8)に対して,摂動法を適用して非相反性 $\Delta\beta$ を求める.まず,磁気回転異方性を持たない相反回路の状態を非摂動の状態と仮定する.次に,その状態から透磁率テンソルの非対角成分に微小な摂動量として κ が生じる場合を考える.非摂動状態として, $\kappa=0$ の場合の位相定数を $\beta=\beta_0$ とおくと, $\Phi(\omega, \beta_0, \kappa=0, R) = 0$ の関係が成り立つ.これに対して摂動状態では, $\beta = \beta_0$, $\kappa = 0$ の近傍で分散関係式 $\Phi(\omega, \beta_0 + \Delta\beta, \kappa, R) = 0$ が成り立つので,関数 Φ の全微分 $\Delta\Phi = 0$ より

$$\Delta\beta \approx -\kappa \frac{\partial\Phi}{\partial\kappa} \bigg|_{\kappa=0}^{\beta=\beta_0} \left/ \frac{\partial\Phi}{\partial\beta} \bigg|_{\kappa=0}^{\beta=\beta_0} \right.$$
(10)

と表すことができる. 式(8)の微分を式(10)に代入することにより,非相反性 $\Delta\beta$ は次式のように求められる.

$$\Delta\beta \approx \frac{\omega_M}{c} \left[j \frac{\widetilde{Y}_1 - (1 - w/R)\widetilde{Y}_2}{2} - \frac{w^2}{6R} \varepsilon_r \left(\frac{\omega}{c}\right) \right]$$
(11)

式(11)の導出の際,エアリー関数はベッセル関数および変形ベッセル関数に置換し,ロンメルの公式[15]を

利用し、動作周波数のが o_M と o_H に比べて十分大きく磁気共鳴を無視できるとして $\kappa \sim o_M/c$ と近似している.式(11)より曲率を考慮した場合の非相反性の諸特性を理解することができる.非相反性は二つの因子から構成されており、一つ目の因子が o_M であり、式(1)から分かるように磁化 M_{ef} に比例し、フェライトの磁気回転異方性による時間反転対称性の破れを表している.二つ目の因子は、導波路の非対称構造による空間反転対称性の破れを表している.この二つ目の因子はさらに2 つの項からなっている.一つ目の項は、マイクロストリップ線路の両側面における非対称なスタブの挿入によるアドミタンスの差である.二つ目の項はマイクロストリップ線路の曲率による非対称構造を表している.曲がりを考慮した場合は、非対称構造に関する項はスタブのアドミタンスの非対称性と、線路の曲がりによる項の組み合わせで構成されている.誘導性スタブを挿入した場合にはアドミタンスが Y = 1/joLとなるので、式(11)からリングの内側に挿入すると曲がりによる非対称性によって、非相反性が増大することがわかる.一方、容量性スタブを挿入した場合にはアドミタンスは Y = joCとなるので、リングの外側に挿入すると非相反性が増大することがわかる.

3. 数値計算結果

本章では、非相反メタマテリアル線路の伝送特性に関して電磁界シミュレーションにより数値計算を 行い、その非相反性を定量的に評価する.取り扱うモデルを図 2 に示す.図 2(a)(b)はそれぞれ誘導性ス タブを内側および外側に挿入した場合のモデルを、図 2(c)(d)はそれぞれ容量性スタブを外側および内側 に挿入した場合のモデルを表している.なお、Port 1 から Port 2 に向かって電磁波が伝搬する場合に誘 導性スタブが右側に、あるいは容量性スタブが左側に見えるように入出力ポートを選択している.挿入し た誘導性スタブの長さは 2 mm、幅は 1 mm とし、スタブ挿入の周期を 4 mm とした.また、Port 1 から Port 2 に伝搬する主モードの位相定数を β_{1-2} 、逆向きに伝搬する主モードの位相定数を β_{2-1} とおいたと き、非相反性は $\Delta\beta = (\beta_{1-2} - \beta_{2-1})/2$ と表される.今回の電磁界シミュレーションには、有限要素法に基 づく ANSYS HFSS ver. 13 を使用している.

一つ目のモデルとして、スタブが挿入されておらず、マイクロストリップ線路の曲率のみによる非対称 構造の場合の非相反性を評価する.数値計算で得られた非相反性を図3に示す.計算に用いた構造パラメ ータとして、外径 R=10mm、16mm、19mmの3つの場合について伝送特性を評価した.各パラメータは、 フェライトの比誘電率&=15、誘電体基板の比誘電率&=2.6、実効磁化µ0Mef = 80 mT、磁気損失ΔH = 50 Oe とした.図3には、比較のため、定式化された式(11)による非相反性の値が点線で示されている.な お、式(11)を計算する際に用いる比誘電率として、電磁界シミュレーションにより抽出したマイクロスト リップ線路の実効誘電率 6.5 を用いた.また、線路のストリップ両側面には磁気壁を仮定し、Y1=Y2=0 と している.非相反性の近似式(11)から求められる計算結果は、分散関係式(7)から直接求められる非相反性







図3 垂直磁化フェライト基板上に構成された円形マイクロストリップ線路の非相反性



図4 線路の非相反性 (a) 誘導性スタブ挿入の場合 (b) 容量性スタブ挿入の場合

とほぼ一致することも確認している.図3の結果から,線路の曲がりによる非相反性は負の値を示し,その大きさは周波数に比例し,かつ曲率半径が小さくなるほど増加することが確認できる.これらの結果は式(11)から容易に予想できる傾向であり,式(11)は線路の曲率を考慮した場合の非相反性を良く表現できていることがわかる.

次に、スタブを周期的に挿入した場合の非相反性を評価する.具体的な構造としては、図2に示すよう に、マイクロストリップ線路の片側に誘導性スタブおよび容量性スタブを挿入した場合を考える.なお、 フェライトの半円リングの外径は *R* = 10 mm とした.数値シミュレーションによって得られた非相反性 を図4に示す.図4からわかるように、直線構造に比べて、誘導性スタブの場合には内側に挿入すると非 相反性が増大し、外側に挿入すると減少する.一方、容量性スタブの場合には外側に挿入すると非相反 性が増大し.内側に挿入すると減少することがわかる.この結果も式(11)から予想される傾向と一致して いることが確認できる.

4. 結論

本稿では,垂直磁化フェライト基板マイクロストリップ線路において,線路の曲率とスタブの非対称 な挿入を適切に組み合わせることにより,非相反性が増大することを提案し,数値計算および実験によ り実証した.解析計算では,マイクロストリップ線路の両側面に対して,境界条件としてアドミタンス 壁を導入することにより,分散関係式を導出し,非相反性を定式化した.この非相反性の式から,誘導性 スタブの場合にはリングの内側に, 容量性スタブの場合にはリングの外側に挿入することにより, 非相 反性が増大することが予想され, 電磁界シミュレーションおよび実験結果においても, 同様の傾向が得 られることを確認した. 本研究で得られた結果を, リング形状の非相反メタマテリアル線路からなる円 偏波アンテナに適用すれば, 線路の非相反性が増大することから, アンテナのさらなる小型化が期待で きる.

- 文 献
- [1] C. Caloz and T. Itoh, Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications, Wiley, 2006.
- [2] G. V. Eleftheriades, K. G. Balmain, Negative Reflection Metamaterials Fundamental Principles and Applications, Wiley Interscience, 2005.
- [3] A. Lai, C. Caloz, and T. Itoh, "Composite right/left-handed transmission line metamaterials," *IEEE Microw. Mag.*, vol. 5, no. 3, pp. 34–50, Sep. 2004
- [4] M. Tsutsumi and T. Ueda, "Nonreciprocal left-handed microstrip lines using ferrite substrate," in 2004 IEEE MTT-S Int. Microw. Sym. Dig., pp. 249-252, June 2004.
- [5] T. Kodera, C. Caloz, "Uniform ferrite-loaded open waveguide structure with CRLH response and its application to a novel backfireto-endfire leaky-wave antenna," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. vol. 57, no. 4, pp. 784 - 795, Apr. 2009.
- [6] T. Ueda, K. Horikawa, M. Akiyama, and M. Tsutsumi, "Nonreciprocal phase-shift composite right/left handed transmission lines and their application to leaky wave antennas," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 57, no. 7, pp. 1995-2005, July 2009.
- [7] T. Ueda and H. Kishimoto, "Pseudo-traveling wave resonator based on nonreciprocal phase-shift composite right/left handed transmission lines," 2010 IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig., pp. 41-44, May 2010.
- [8] T. Ueda, S. Yamamoto, Y. Kado, T. Itoh, "Pseudo-traveling wave resonator with magnetically tunable phase gradient of fields and its applications to beam steering antennas," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 60, no. 10, pp. 3043-3054, Oct. 2012.
- [9] A. Porokhnyku, T. Ueda, Y. Kado, and T. Itoh, "Beam antenna with circular polarization rotation switching based on passive components," *Proc. 44th Eur. Microw. Conf.*, pp. 327-330, Oct, 2014.
- [10] K. Ninomiya, T, Ueda, A. Porokhnyuk, and T. Itoh, "Demonstration of circularly-polarized leaky-wave antenna based on pseudotraveling wave resonance", in *Proc. 45th Eur. Microw. Conf.*, Sep. 2015, pp. 450-453.
- [11] A. Porokhnyuk, T. Ueda, Y. Kado, and T. Itoh, "Mode analysis of phase-constant nonreciprocity in ferrite-embedded CRLH metamaterials", *IEICE Trans. on Electron.*, vol. E96-C, no. 10, pp. 1263-1272, Oct. 2013.
- [12] T. Ueda, J. Yamamuchi, Y. Kubo, and T. Itoh, "Enhancement of phase-shifting nonreciprocity in microstrip-line-based metamaterials with curvatures," in IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig., Jun. 2017, pp. 1-4.
- [13] J. Yamauchi, T. Ueda, Y. Kubo, T. Itoh, "Enhancement of phase-shifting nonreciprocity in microstrip-line-based metamaterials by using a combination of their curvatures and asymmetrical insertion of stubs," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 65, no. 12, pp. 5123-5132, Dec. 2017.
- [14] N. C. Srivastava, "Propagation of magnetostatic waves along curved ferrite surfaces," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. MTT-26, no. 4, pp. 252-256, Apr. 1978.
- [15] G. N. Watson, Theory of Bessel Functions, Cambridge Univ. Press, 1966.

動的変調メタマテリアルを用いた 電磁波の保存と再生

中西俊博, 北野正雄

京都大学大学院工学研究科

平成29年12月18日

於 滋賀県立大学

137

概要

電磁誘起透明化現象 (EIT 現象) は, 元々原子系で研究されてきた現象で, 媒質の群速度の 動的な変調を可能とし, 光を媒質中に保存する技術として注目されている.本研究では, 人 工的な原子系といえるメタマテリアルを用いて電磁誘起透明化現象を模擬することで, 電 磁波の保存と再生を実現することを目的とする.メタマテリアルの特性, 特に伝搬の群速度 を動的に変調する方法として, 可変容量素子を導入し共振器間結合を変調する方法と, 導電 率変調素子を導入し共振器としての機能を変調する方法の2種類を提案する.メタマテリ アルの設計はマイクロ波領域で行い, 提案2手法で電磁波の保存と再生が可能であること を報告する.

動的変調メタマテリアルを用いた 電磁波の保存と再生

中西俊博,北野正雄

京都大学大学院工学研究科電子工学専攻

輻射科学研究会 @ 滋賀県立大学 2017年12月18日



- ・メタマテリアル
- 原子系における電磁誘起透明化現象
- ・メタマテリアルによる電磁誘起透明化現象の模擬

発表内容

- ・動的変調メタマテリアルによる電磁波の保存と再生
 - ・結合制御型メタマテリアルによる電磁波の保存・再生
 - ・保存波のコヒーレンス
 - 周波数変換
 - ・放射モード制御型メタマテリアルによる電磁波の保存・再生



















メタ原子の構造





- バラクタダイオード:容量C₁(V)電圧により可変 パイアス電圧Vはバイアス線によって印加 インダクタによってマイクロ波を遮断>1GHz
- キャパシタ: C₂=1.2pF (const.)

開放型のマイクロ波導波路



Stripline TEM-cell waveguide

- ・ ストリップライン型TEM線路
- ほぼ一様なTEM波が導波路内を伝搬
- 3層のメタマテリアルを7cm間隔で配置 (~ λ/4)
- 1層あたり1つのメタ原子






















まとめ

- 原子系における電磁誘起透明化(EIT)と光凍結の手順
- ・ EIT様現象を実現するメタマテリアル
 - 電磁波の保存•再生の手順
 - ➡ EIT様効果の動的変調が必要
- ・ 結合制御型メタマテリアルによる電磁波の保存・再生
 - 可変容量素子による対称性制御
 - ・ 保存波のコヒーレンス
 - 周波数変換
- ・ 放射モード制御型メタマテリアルによる電磁波の保存・再生
 ・スイッチングダイオードによる放射モードのON/OFF

2手法で人工原子系における電磁波の保存と再生に成功 動的変調(時変)メタマテリアルの応用の代表的一例

カイラルメタマテリアルを用いた

光のシュテルン・ゲルラッハ効果

Stern-Gerlach effects of light

using chiral metamaterials

富田 知志 Satoshi Tomita

奈良先端科学技術大学院大学 物質創成科学研究科 Graduate School of Materials Science Nara Institute of Science and Technology (NAIST)

> 2017 年 12 月 18 日 於 滋賀県立大学

概要:

不均一なカイラルメタマテリアルを用いてシュテルン・ゲルラッハ(SG)効 果のマイクロ波アナロジーの実験を行った。原子ビームを用いた本来のSG実験は電子 のスピン自由度の存在を実証し、量子力学の歴史において一つのマイルストーンであっ た。SG効果では、反対スピンをもつ粒子の軌道が不均一な磁場中で分裂する。電子系 でのSG効果のアナロジーは、光系では光学活性を示すカイラル物質などを用いて実現 できるが、これまで直接観測は報告されてこなかった。今回我々は、マイクロ波に対し て光学活性を示すカイラルメタ原子を用いて屈折率傾斜を持つ不均一カイラルメタマ テリアルを構築した。電子系での原子ビームと不均一磁場はそれぞれ、光を用いた本実 験でのマイクロ波と不均一に分布したカイラルメタ原子に対応している。左/右円偏光、 すなわち異なる"光スピン"を持つマイクロ波の軌道は、不均一メタマテリアル中で分 裂した。この分裂はマイクロ波にとって人工的な「磁場」に起因するものであるため、 本研究はメタマテリアルを用いた光に対する人工的ゲージ場の実現の扉を開くもので ある。

Abstract:

Here we report a microwave analogue of the Stern-Gerlach (SG) effects using nonuniform chiral metamaterials. The original SG experiment was a milestone in the history of quantum theory, demonstrating the existence of an electronic spin degree of freedom. In the SG effects, particles with opposite spins will go their separate ways in a nonuniform magnetic field. While an optical analog of the atomic beam SG effect can be realized by using chiral materials with optical activities, direct observation of the SG effects for light was lacking. In this work, the chiral meta-atoms are used to construct nonuniform chiral metamaterials with refractive index gradient. An atomic beam and non-uniform magnetic field in the original SG experiment correspond respectively to a microwave and non-uniform distribution of the chiral meta-atoms in this experiment. We have succeeded in observing that circularly polarized microwaves with opposite "spins of light" go their separate ways in the nonuniform chiral metamaterial. Since the splitting is traced back to artificial magnetic fields for microwaves, this work opens the way for synthetic gauge fields for light using metamaterials.

Keywords:

metamaterials, chirality, optical activity, circularly polarized light, synthetic gauge fields







Maxwell equations for plane waves $\vec{k} \times \vec{E} = \omega \vec{B}$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega \vec{D}$$

Constitutive equations in isotropic chiral media

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} - i \frac{\xi}{c} \vec{H} \qquad \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} + i \frac{\xi}{c} \vec{E}$$

 ξ : Chiral parameter

Eigenmodes









Chiral meta-atom for metamaterials















Go their separate ways



Light vs electron



Summary 1

- Stem-Gerlach experiments for microwaves have been conducted using nonuniform chiral metamaterials consisting of Cu chiral meta-atoms.
- Microwaves radiation patterns with a normal incidence into nonuniform chiral metamaterials highlights beam deflection.
- Circularly polarized microwaves with opposite "spins of light" go their separate ways in the nonuniform chiral metamaterials.
- The present study is one further step for synthetic gauge fields for light using metamaterials.

In more detail: ST et al., Phys. Rev. B 96, 165425 (2017)

18 Dec 2017

冨田@輻射科学2017







Berry phase theory for electron and light

-			Sawada, private communication.
(Berry curvature)	μ, ν	name	Phenomena
Mechanics	<i>x</i> , <i>y</i>	Mag. field	- Hall effects
	x, t	Ele. field	
$B^{el}_{\mu\nu} = \partial_{\mu}A^{el}_{\nu} - \partial_{\nu}A^{el}_{\mu}$	k_x, k_y	Inverse mag. field	Quantum Hall effects, Topological insulator
⇒electron motion	k_x, y		Inverse spin Hall effects
Optics $B_{\mu\nu}^{ph} = \partial_{\mu}A_{\nu}^{ph} - \partial_{\nu}A_{\mu}^{ph}$ $\Rightarrow light propagation$	<i>x</i> , <i>y</i>		Lorentz force on light
	x, t		Snell's law
	k_x, k_y		Photonic Hall effects, Photonic one-way edge state
	k_x, y		Translation of light
3 Dec 2017	富田@輻射科学2017		A STATE OF S



MCh metamolecule



0 mT : A notch at 10.2 GHz 2 3 4 5 5 S_{21} and S_{12} are identical -s., (ep) +10 mT : A difference at the notch between 2 7 7 7 9 4 0 V S21 and S12 emerges S₁₂ signal 531.





The difference increases Ferromagnetic resonance is





ncy (GHz)

18 Dec 2017



Non-reciprocal refractive index





Enhanced MCh effect 14 GH under + 400 m 14 GH under + 400 m 10 d 1

Origin of giant MCh effect



The giant MCh effect originates from the one-way transparency caused by the non-reciprocal Fano resonance in the metamolecule

This enhancement mechanism is 1 applicable in another frequencies 18 Dec 2017 富田優福對科学2017

The chiral resonance at 14.5 GHz has **exclusive nature**

ST et al., Phys. Rev. B 95, 085402 (2017).



Non-reciprocal Fano resonance



Summary 2

- ✓ Magneto-chiral metamolecule has been implemented by combining Cu chiral meta-atom with ferrite magnetic meta-atom.
- ✓ Non-reciprocal refractive index difference of 10⁻³ has been achieved at 10 GHz under 200 mT.
- ✓ By combining chiral resonance and magnetic resonance, giant magneto-chiral effect is predicted; one-way transparency due to non-reciprocal Fano resonance is a key phenomenon.
- ✓ Large-scale magneto-chiral metamaterials are necessary for synthesizing artificial gauge fields for light.

In more detail:

18 Dec 2017

- ST et al., Phys. Rev. Lett., 113, 235501 (2014). ST et al., Phys. Rev. B 95, 085402 (2017).
- ST et al., Phys. Rev. B 95, 085402 (2017). ST et al., J. Phys. D: Appl. Phys., (Topical Review) in press. 富田@輻射科学2017



Conclusions

We have succeeded in observing the Stern-Gerlach effects for light using metamaterials.

The present study is a step for synthetic gauge fields for light.

Analogy between light and electron is a rich source of new idea for metamaterials.

Grant:

- MEXT/JSPS KAKENHI (No. 26287065, 16K04881,
- 17K19034)Research Foundation for Opto-Science and Technology
- Research Foundation for Opto-Science and Technology
 Murata Science Foundation

富田@輻射科学2017

18 Dec 2017

MAIST .

伝送線路理論から見るひとの聴覚メカニズム

Discussion on Hearing System of Human from a Viewpoint of Transmission Line Theory

堀井 康史 Yasushi Horii 関西大学 総合情報学部 Kansai University

北村 敏明 Toshiaki Kitamura 関西大学 システム理工学部 Kansai University

> 2017 年 12 月 18 日 於 滋賀県立大学

> > 151

研究概要

ひとの聴覚システムは、外耳(耳介,外耳道,鼓膜),中耳(耳小骨:槌骨,砧骨,鐙骨),内耳 (蝸 牛,三半規管)からできており,耳介で受け取った空気の振動は,鼓膜で耳小骨の振動へと変 換され,蝸牛の入口にある前庭窓を叩く.リンパ液で満たされた蝸牛の中では,音波は液体の振動と して伝わり,コルチ器と呼ばれる聴覚細胞群によって音の高低と大小が解析される.我々はこのよう な高度に発達した聴覚を用いて、日常的に聴覚周波数 20Hz~20000Hz の音を 120dB のダイナミック レンジで聴き、周波数の高低の変化を 0.5%の精度で聴き分けている。

医学、薬学、生物学において多くの研究者が聴覚の問題に対して真っ向から取り組み、そのメカニ ズムや治療方法、進化の過程が明らかにされてきた。しかし、著者らが専門とするマイクロ波工学や 伝送線路理論の観点からひとの聴覚システムを眺め、そのメカニズムを理解しようとすると、まだま だ不可思議に思える点が数多く存在する。本稿では、著者らが感じる、聴覚システムにおける4つの 謎について説明し、著者なりの解釈を与えたい。

- 謎1 鼓膜がなぜ広帯域に信号を受信できるのか?
- 謎2 耳小骨はなぜ大きなインピーダンスギャップを広帯域に整合させることができるのか?
- 謎3 全長 30mm のコルチ器がなぜ長い波長の音波(75mm~75m)を解析できるのか?
- 謎4 聞いた音は、残響音なくどこへ行ってしまうのか?

参考文献

[1] P. Dallos, A. N. Popper, R. R. Fay "The Cochlea," pp.1-43, Springer, New York, 1996.

- [2] R. Sarpeshkar, R. F. Lyon, C. Mead, "A low-power wide-dynamic-range analog VLSI cochlea," Analog Integrated Circuits Signal Process., 16:245-274, 1998.
- [3] C. Darwin, "The Descent of Man," Barrett/ Freeman, 1891.
- [4] B. Von. Békésy, "Experiments in Hearing," McGraw -Hill, New York, 1960.
- [5] H. L. F. Helmholtz, "On the Sensations of Tone," Dover, New York, 1885.
- [6] 鈴木一元, "聴覚はどのように音を分析しているか~「波長説」の提案~," 耳鼻咽喉科臨床,補冊 1992(Supplement60), pp.29-37, 1992.
- [7] 和田仁, "内・外有毛細胞のメカニクス,"日本聴覚医学会, vol. 59, no. 3, pp.161-169, 2016.
- [8] K. Mizutari, M. Fujioka, M. Hosoya, N. Bramhall, H. J. Okano, H. Okano, A. S. B. Edge, "Notch inhibition induces cochlear hair cell regeneration and recovery of hearing after acoustic trauma," Neuron 77, 58-69, 2013.
- [9] Y. Chen, H. Liu, M. Reilly, H. Bae, M.Yu, "Enhanced acoustic sensing through wave compression and pressure amplification in anisotropic metamaterials," Nature Communications, vol. 5, 5247, pp.1-9, 2014.
- [10] 玉木愛莉, 宇徳勇輝, 北村敏明, 堀井康史, "ひとの聴覚におけるメタマテリアルの関与の可能性 - 有毛細胞の周期構造と周波数分析-," 電子情報通信学会, 回路とシステム研究会(CAS), 信学 技法, Dec. 2017.

伝送線路理論から見るひとの聴覚メカニズム

堀井 康史¹ 北村 敏明²

1 関西大学 総合情報学部

2関西大学 システム理工学部



《 KANSAI UNIVERSITY 2017年12月18日 輻射科学研究会 於 滋賀県立大学(滋賀県彦根市)













6-2. まとめ

<u>今後の研究展開</u>

- ・メタマテリアルの聴覚メカニズムへの関与について、この仮説を理論的に検証する
- 信号伝送工学・メタマテリアル技術に加えて、医学(再生医療を含む)、生物学など、 他分野の研究からヒントを求める

研究の効果

- ・1800年代から存在する聴覚メカニズムの諸説に結論を与える
- ・自然界に存在しないと定義されてきたメタマテリアルの、自然界での発見に期待
- ・微小共鳴(λ/1000以下)を利用した新機能回路・デバイスの創出
- 医療技術への貢献

ご清聴ありがとうございました。