

研究報告

固体プラズマを用いた漏れ波アンテナのミリ波ビーム走査特性

高橋俊也**, 淀川信一**, 高坂諭**, 倉林徹**

Millimeter-Wave Beam Scanning Characteristics of Leaky-Wave Antenna Utilizing Solid-State Plasma

Toshiya TAKAHASHI**, Shinichi YODOKAWA**, Satoru KOSAKA** and Toru KURABAYASHI**

Abstract

The radiation characteristics of a leaky-wave antenna (LWA) consisting of a dielectric slab guide loaded with periodic metal strips on magnetized solid-state plasma were analytically studied by theoretical analysis and the finite-difference time-domain (FDTD) method in the millimeter-wavelength range. The magnetic field and geometry dependences of the propagation characteristics of the LWA transmission line were demonstrated using the results of the theoretical analysis to obtain the design concept. The results of the FDTD analysis indicated that the radiation of our LWA can be scanned over an angle of about 50° with an externally applied transverse magnetic field.

1. はじめに

周期構造を持つ漏れ波アンテナは、鋭い指向性を持つ高周波帯で利用可能な小型アンテナであり、利用電波の高周波化に伴い普及が期待され、マイクロ波帯やミリ波帯での研究も数多く報告されている^{(1)~(5)}。図1に周期構造を持つ一般的な漏れ波アンテナを示す。このアンテナは誘電体線路表面に周期的に金属ストリップが装荷された構造で、同図に示すように電磁波を入射すると、電磁波は誘電体線路中を伝搬するとともに、金属ストリップ間の誘電体表面を開口として、 x 方向へ電力の漏れが生じる。各開口から漏れ出した電磁波は重なりあい、角度 θ 方向にビームを形成し、そのビームの放射方向 θ は電磁波の周波数と金属ストリップの周期 d により決定される⁽²⁾。

漏れ波アンテナによるビーム走査に関して様々な研究が報告されており、ビーム周波数を変えることでビームを電氣的に走査する方法^{(3),(4)}や、誘電体板を移動することによるビーム走査⁽⁵⁾などがあり、いずれも伝搬波長を変化させることで放射方向を走査している。一方本研究で扱う固

体プラズマは n -InSb をプラズマ媒質とすると、数 10 GHz~ 数 THz の電磁波に対し誘電率に二軸の異方性を持つ分散性媒質として振る舞い、また印加磁界、キャリア密度によりその誘電率が変化する。したがってプラズマ媒質中の電磁波の伝搬波長を変化させることができるため、これを漏れ波アンテナに利用することでビームを走査できる可能性がある。そこで本報告ではミリ波帯における漏れ波アンテナに固体プラズマを用いることでビームを走査することを目的とする。はじめに漏れ波アンテナの基礎原理から金属ストリップ周期と伝搬波長の関係を示し、次に理論解析により固体プラズマ線路の伝搬特性を明らかにし、アンテナの設計方針を示す。最後に FDTD (Finite-Difference Time-Domain)法によるシミュレーション解析により実際にアンテナ構造とした場合の放射特性について検討を行う。なお固体プラズマはサブミリ波やテラヘルツ帯でも動作し得るため、更なる高周

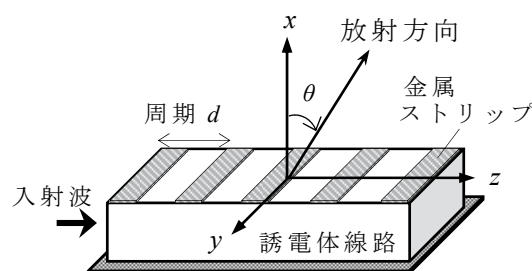


図1 周期構造を持つ漏れ波アンテナ

2013年7月26日受理

**秋田大学大学院工学資源学研究科電気電子工学専攻
Department of Electrical and Electronic Engineering,
Graduate School of Engineering and Resource Science,
Akita University.

波帯への拡張が可能であり、また近年研究が盛んな右手系/左手系複合漏れ波アンテナ^{(3)~(6)}への応用も考えられる。

2. 漏れ波アンテナの基本原理

周期構造を持つ漏れ波アンテナに電磁波を与えると、周期的摂動により空間的に変調され、無限の高調波を含んだ電磁波になる。ブロッホの定理から無限高調波 $V(x)$ を表す次の式が導ける⁽⁷⁾。

$$V(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} V_n e^{-j(\beta_n - j\alpha)x} \quad (1)$$

$$\beta_n = \beta_0 + \frac{2\pi n}{d} \quad (n = -\infty, \dots, -2, -1, 0, 1, \dots, \infty) \quad (2)$$

ここで V_n はフーリエ係数、 α は減衰定数、 β_n は n 次高調波の位相定数(0次は基本波)である。またビームの放射方向 θ は次式となる。

$$\theta = \sin^{-1} \frac{\beta_n}{k_0} \quad (3)$$

ここで k_0 は自由空間波数である。

図2は周期構造を持つ漏れ波アンテナの放射条件を直観的に説明している。横軸は波数を表し、式(2)より高調波モードが $2\pi/d$ の間隔で無限に並び、 d によりモードの間隔が決定され、図1に示した x 方向へ速波の領域となる $|\beta_n| \leq k_0$ のモードが放射される。本報告では基本的にシングルビームとなるよう次の条件に基づき $d = 2.0 \text{ mm}$ と選ぶ。

- (i) $|\beta_{-1}| \leq k_0$ (-1次高調波が速波)であること。
 - (ii) $\beta_{-2} > -k_0$ (-2次高調波が遅波)であること。
- 式(2)に $d = 2.0 \text{ mm}$ を代入すると隣り合う次数の β の差は $\pi \text{ mm}^{-1}$ となる。このとき $2k_0 \approx \pi$ であると、 $\beta_0 > k_0 + \pi$ では β_{-1} は遅波となり、代わりに β_{-2} が速波となるため放射されるビームが切り替わり、式(3)より θ も 90° から -90° 方向へ切り替わる。なお速波領域に二つの β が存在するとダブルビームとなり本研究では望ましくない。

3. 解析方法

伝送線路の伝搬定数 α, β を得るために、図3(a)に示す金属ストリップを除いた y 方向に一様な伝送線路を考え、またこの場合 z 方向に無限に長い伝送線路と仮定した構造について古典的な理論解析の手法を用いた。これにより各層の厚みや印加磁界に対する α, β の値を数値解析により求める

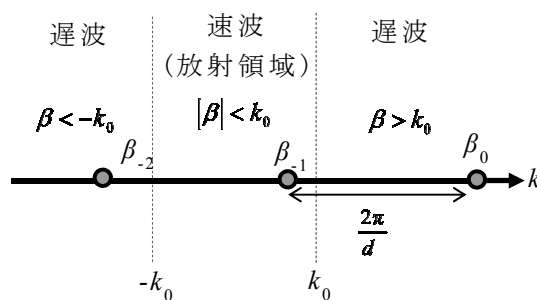
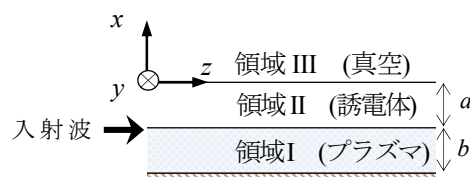
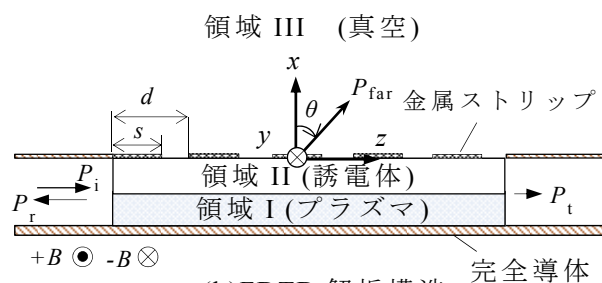


図2 放射条件



(a) 理論解析構造



(b) FDTD 解析構造

図3 解析構造

表1 本報告で用いた解析パラメータ

	周波数 f	74.5 GHz
誘電体	比誘電率 ϵ_r	2.1 (PTFE)
	厚さ a	0.35 mm
プラズマ (n-InSb)	電子密度 n_c	$1.1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
	電子移動度 μ_c	$5.0 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$
	結晶格子の比誘電率 ϵ_1	16.0
	厚さ b	0.25 mm
金属周期	周期間隔 d	2.0 mm
	金属ストリップ幅 s	1.8 mm
	周期の数 g	10

ことができる。周期金属ストリップを装荷することによる電磁波の放射特性を得るために、図3(b)に示す漏れ波アンテナ部を y 方向に一様と仮定した構造について二次元 FDTD 法によるシミュレーション解析を行った。FDTD 解析では領域 I と示した固体プラズマ層の上に、領域 II とした誘電体層を置き、その上に周期的に装荷された金属ストリップで漏れ波アンテナを構成している。電磁波は左手方向の平行平板線路から TEM (Transverse

Electric and Magnetic)波を入射し, 入射電力, 反射電力, 右手方向に透過した透過電力をそれぞれ P_i, P_r, P_t と表す. なお θ は x - z 平面上にあり, x 軸から z 方向へ向かう角度である. また本報告では表 1 に示すパラメータを基本として解析を行う.

プラズマを解析に導入する方法として理論解析では, 次式に示すプラズマ媒質のテンソル比誘電率 \vec{K} によりプラズマをモデル化している⁽⁸⁾.

$$\vec{K} = \begin{pmatrix} K_{\perp} & 0 & K_x \\ 0 & K_{\parallel} & 0 \\ jK_x & 0 & K_x \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$K_{\perp} = \epsilon_1 - \frac{-\omega_p^2(\omega - j\omega_c)}{\omega\{(\omega - j\omega_c)^2 - \omega_p^2\}} \quad (5)$$

$$K_x = \frac{j\omega_p^2\omega_c}{\omega\{(\omega - j\omega_c)^2 - \omega_p^2\}} \quad (6)$$

$$K_{\parallel} = \epsilon_1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\omega_c)} \quad (7)$$

ここで ω は入射波の角周波数, ω_c は電子の実効衝突角周波数, ω_p はプラズマ周波数, ω_c はサイクロトロン周波数である.

FDTD 解析では以下の手順でプラズマのモデル化を行っている. 固体プラズマ中の電子の運動方程式は次式で表わされ,

$$m^* \frac{d\mathbf{v}}{dt} - m^* \omega_c \mathbf{v} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (8)$$

ここで \mathbf{B} は印加磁束密度, m^* は電子の有効質量, q は電気素量, \mathbf{v} は電子の速度である. これを電子の速度 \mathbf{v} に対して解き, マクスウェル方程式

$$\text{rot}\mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (9)$$

中の伝導電流 $\mathbf{J} = n_e q \mathbf{v}$ に組み込み定式化する.

4. 理論解析結果

位置 x に対する伝送線路のポインティングベクトルの z 方向成分 S_z の分布を図 4 に示す. 図 4(a) は固体プラズマのみの場合, 図 4(b) は固体プラズマ上に誘電体を装荷した場合である. 図中の領域 I はプラズマ領域で, 領域 II は誘電体領域, 領域 III は真空領域である. ただし図 4(a) では領域 II は存在しない. 図 4(a) の $B = 0$ T では S_z は主に真空中に分布している. これは対象としているミリ波の周波数

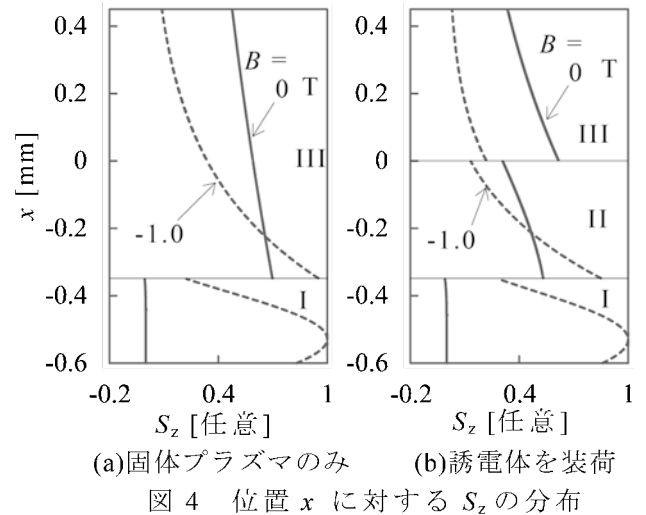


図 4 位置 x に対する S_z の分布

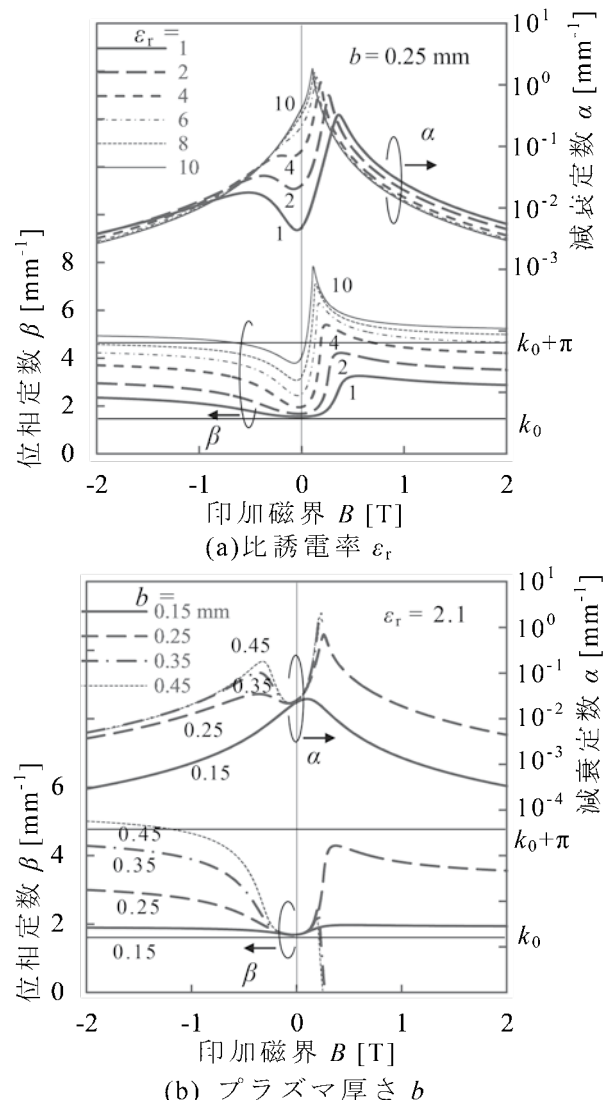


図 5 印加磁界 B に対する伝搬定数 α, β

に対し, プラズマ周波数が高いためプラズマ中に電磁波が侵入できないためである. 一方 $B = -1.0$ T ではプラズマ中に S_z が分布している, これは高磁界を印加したことで電子の運動が制限され, プラズマ

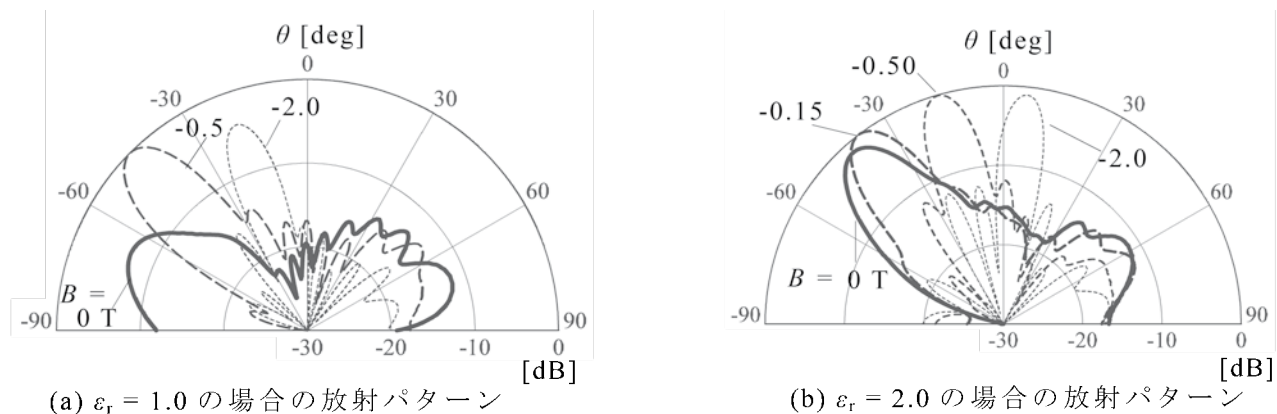


図 6 放射パターン

が誘電体的に作用したためである。したがってプラズマのみで構成された線路は高磁界側ではプラズマ線路中に電磁波が励起されるため漏れ波アンテナとして動作するが、低磁界側では漏れ波アンテナとして動作しないと考えられる。これに対し、誘電体層を追加した場合は図 4(b)に示すように 0 T で誘電体中に S_z が分布し、電磁波が伝送線路中を伝搬するため、低磁界側でも漏れ波アンテナとしての動作が可能であると考えられる。そのため固体プラズマ上に誘電体線路を装荷した線路構造を扱う。

印加磁界 B に対する伝搬定数 α と β の依存性の誘電体の比誘電率 ϵ_r をパラメータとした場合を図 5(a)に、プラズマの厚さ b をパラメータとした場合を図 5(b)に示す。これより印加磁界 B に対し位相定数 β が大きく変化していることがわかる。式(2)より放射方向 θ は位相定数 β の変化に依存するので、この β の変化が大きい程ビームの走査範囲も大きくなると予想される。正磁界では $B = 0.2$ T 付近で表面遅波共振⁽⁹⁾が生じ β は大きく変化するが、同時に減衰定数 α も大きくなる。負磁界では共振は生じないため、 α が比較的小さい。放射電力は一定で θ のみ変化する特性を得るためには α の変化が小さい負磁界が望ましく、以降本報告では負磁界側の特性のみ検討する。

図 5(a)より、誘電体の比誘電率が $\epsilon_r = 1$ と小さい場合、 β の変化は小さいので、 θ の変化を大きくすることはできない。しかし ϵ_r を大きくすると低磁界の α が大きくなるので、放射電力が小さくなると予想できる。 $\epsilon_r = 2.0$ 程度では β の変化はある程度大きく、また α の変化も比較的小さいので、誘電体は $\epsilon_r = 2.0$ 程度が適当と考えられる。また $\epsilon_r \approx 1.0$ では低磁界で基本波の位相定数が $\beta_0 \approx k_0$ となるため、式(3)より基本波が $\theta \approx 90^\circ$ 方向に放射され、さらに β_1 を放射するように周期 d を設計すると基本波と

ダブルビームとなってしまい、望ましくない。

図 5(b)よりプラズマの厚さ b が大きい程 B に対する β の変化は大きい、 α も大きくなる。そこで必要とする β の変化量が得られる最小の b を選ぶと良いということが分かる。この場合、図中の $k_0 = 1.56 \text{ mm}^{-1}$ と $k_0 + \pi$ の間で β が大きく変化する $b = 0.35 \text{ mm}$ が適当と考えられる。

5. FDTD 法によるシミュレーション結果

5.1 誘電体の比誘電率の検討

図 6 に放射パターンの一例として $\epsilon_r = 1.0$, $\epsilon_r = 2.0$ の場合の放射パターンをそれぞれ図 6(a), 図 6(b)に示す。なお放射電力は図中の最大値で規格化している。図 6(a)より印加磁界 B より放射方向 θ は $-67^\circ \sim -19^\circ$ と変化することが確認された。また $B = 0$ T の場合に見られる 70° 方向の放射は先に述べたように伝送線路の実効的比誘電率が $\epsilon \approx 1.0$ で 0 T の場合に $\beta_0 \approx k_0$ となるために生じる基本波のビームである。なお、これは理論的には 90° 付近に放射されるはずだが、実際は漏れ波アンテナの周期金属と平行平板線路の金属部の電流分布の影響を受け、 θ が小さい方へ放射が生じたと考えられる⁽⁷⁾。 $B = -0.5$ T では $\theta = 55^\circ$ への放射が見られるが、これは周期が有限であるために生じたサイドローブであり、 β_0 のモードは放射されていない。図 6(b)の $\epsilon_r = 2.0$ の場合の放射方向 θ は $-42^\circ \sim 6^\circ$ と変化していることが分かる。この場合の $\theta = 60^\circ$ への放射はサイドローブである。また図 6(b)の場合では図 6(a)の場合よりも θ の変化に伴う放射方向の電力の変化が小さいことが分かる。

図 7 に誘電体の誘電率 ϵ_r をパラメータとした、印加磁界 B に対する図 7(a)放射方向 θ , 図 7(b)放射方向電力 P_{far} , 図 7(c)反射電力 P_r , 図 7(d)透過電力 P_t を示す。 P_{far} は図中の最大値で、また P_r , P_t

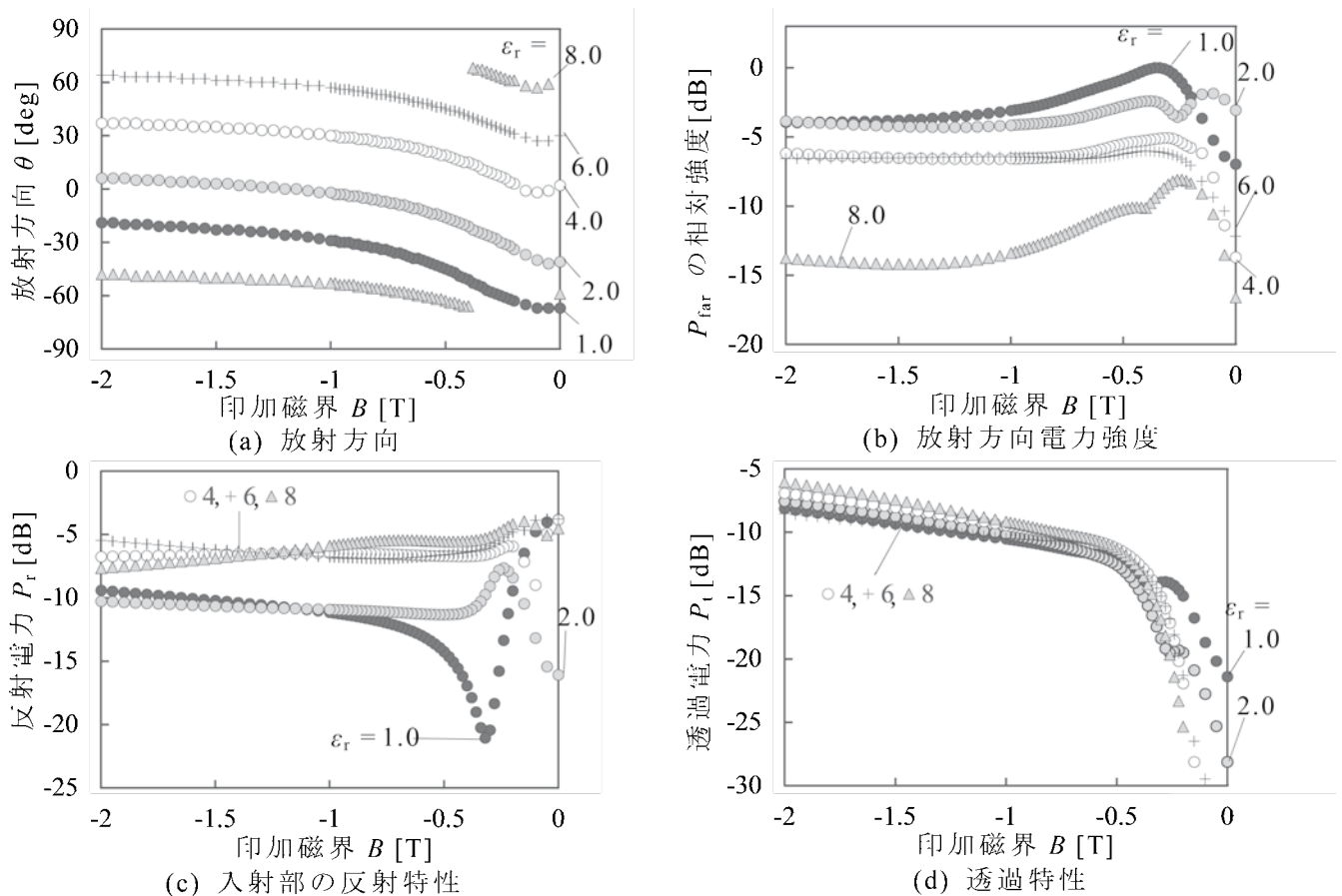


図7 誘電体の比誘電率 ϵ_r をパラメータとした印加磁界に対する漏れ波アンテナの諸特性

は入射電力でそれぞれ規格化している．放射方向の変化の傾向を示す図 7(a)は図 5(a)の印加磁界 B に対する位相定数 β の変化と同様の傾向となることが分かる．比誘電率 $\epsilon_r = 8$ の場合に $B = -0.40$ T で θ が 70° 方向から -60° 方向に移っているが、これは図 5(a)の β の変化で説明され、前述した $\beta_0 > k_0 + \pi$ のビームの切り替わりである．金属ストリップを装荷すると、線路の実効的な誘電率が増加するため、ストリップを考慮していない図 5 の β は全体的にわずかに増加し、その結果図の $k_0 + \pi$ との交点より低い磁界でビームが切り替わることになる．

図 7(b)より、 ϵ_r が大きくなるにつれ放射電力 P_{far} が小さくなることが分かる．これは ϵ_r が大きい程誘電体線路の閉じ込め効果が大きくなるためである．また $\epsilon_r = 2.0$ では P_{far} に大きな変化はなく、この結果からも $\epsilon_r = 2.0$ 程度が適していると分かった． B を大きくするほど P_{far} は小さくなるが、これはプラズマ中の電子が動きにくくなり、より誘電体的に作用するためである．

図 7(c)より ϵ_r が 4 以上で全ての印加磁界に亘り

反射電力 P_r が大きいことが分かる．これは平行平板線路からの入射波が大きな ϵ_r により反射することで伝送線路への励起効率が低下したことによる．なお、今回は検討しなかったが、この励起部分の構造により励起効率は改善させることが可能であり、それは今後の課題である． $\epsilon_r = 1.0$ の 0 T 付近では P_r が大きい、これは $\beta_0 d = 3.12 \approx \pi$ となるため、 $\beta_0 d = \pi$ のときに生じるクローズドストップバンド⁽¹⁰⁾ (closed stopband: CSB)の影響で P_r が大きくなったと考えられる．

図 7(d)より透過電力 P_t は ϵ_r が大きい程また印加磁界 B が大きい程、大きくなる．これは先にも述べたが、線路の実効的な誘電率が大きい程線路の導波効果が大きくなるためである． ϵ_r の大きい媒質で P_{far} を大きくするには周期の数 g を多くして放射部を長くとる必要がある．しかしプラズマによる損失や本解析では考慮していない誘電損失等、またアンテナ素子の小型化等を考慮すると g が小さく伝搬距離が短い方が望ましい．

以上の結果をまとめると誘電体媒質には g が小さくとも P_{far} を大きくすることが可能で、印加磁

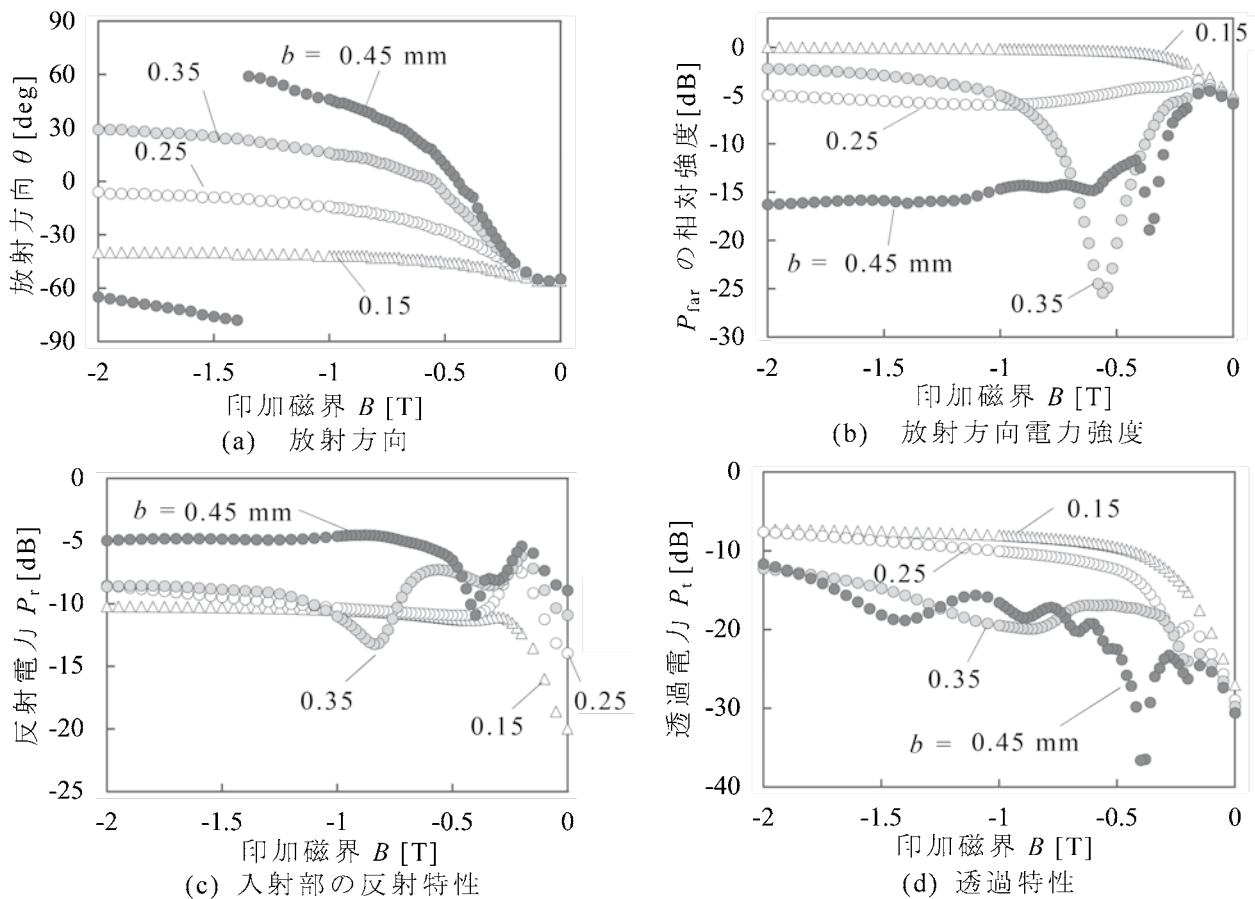


図 8 プラズマ厚さ b をパラメータとした印加磁界 B に対する漏れ波アンテナの諸特性

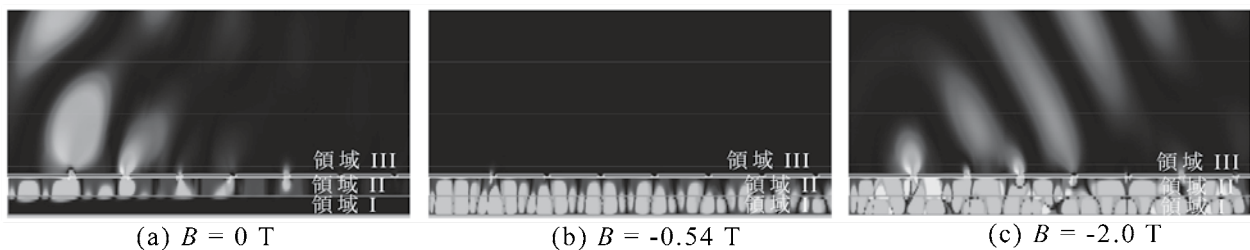


図 9 プラズマ厚さ $b = 0.35 \text{ mm}$ の場合の印加磁界 B に対する FDTD 解析によるシミュレーションの様子

界 B による P_{far} の変化も小さい $\epsilon_r = 2.0$ 程度の媒質が適当であると考えられる。ただし $\epsilon_r = 1.0$ の場合も大きな P_{far} を得られることが図 7(b) から分かるが、この場合は先に述べたように低磁界側で β_0 のビームも生じダブルビームとなり、また CSB の影響で P_r が大きくなってしまふ。

5.2 プラズマ厚さの検討

図 8 に固体プラズマの厚さ b をパラメータとした印加磁界 B に対する図 8(a) 放射方向 θ 、図 8 (b) 放射方向電力強度 P_{far} 、図 8 (c) 反射電力 P_r 、図 8 (d) 透過電力 P_t を示す。図 8(a) よりプラズマ厚さ b が大きい程 θ の変化が大きくなり、これは b が大きい程位相定数 β の変化が大きくなることを示した図 5(b) の結果と一致する。ただし $b = 0.45 \text{ mm}$ の場合

には $B = -1.4 \text{ T}$ 付近で先に述べたように放射ビームが β_1 から β_2 へ移る。

図 8(b) より b が小さい程、線路の導波効果が小さく、 P_{far} が大きくなる。ここで $b = 0.45 \text{ mm}$ 、 $B = -0.36 \text{ T}$ で P_{far} が極小をとる。これは図 5(b) の減衰定数 α が最大となることで線路の減衰が大きくなったことが原因と考えられ、図 8(c) の P_r 及び図 8(d) の P_t も同様の磁界で極小となっている。また $b = 0.35 \text{ mm}$ の場合 $B = -0.54 \text{ T}$ 付近で P_{far} が極小となる。このとき図 5(b) から α が大きくなることが分かるが、図 8(c)、図 8(d) より P_r と P_t は減少しておらず、これは理論解析による伝送線路の特性のみでは説明できず、周期構造による特徴的な現象であると考えられる。

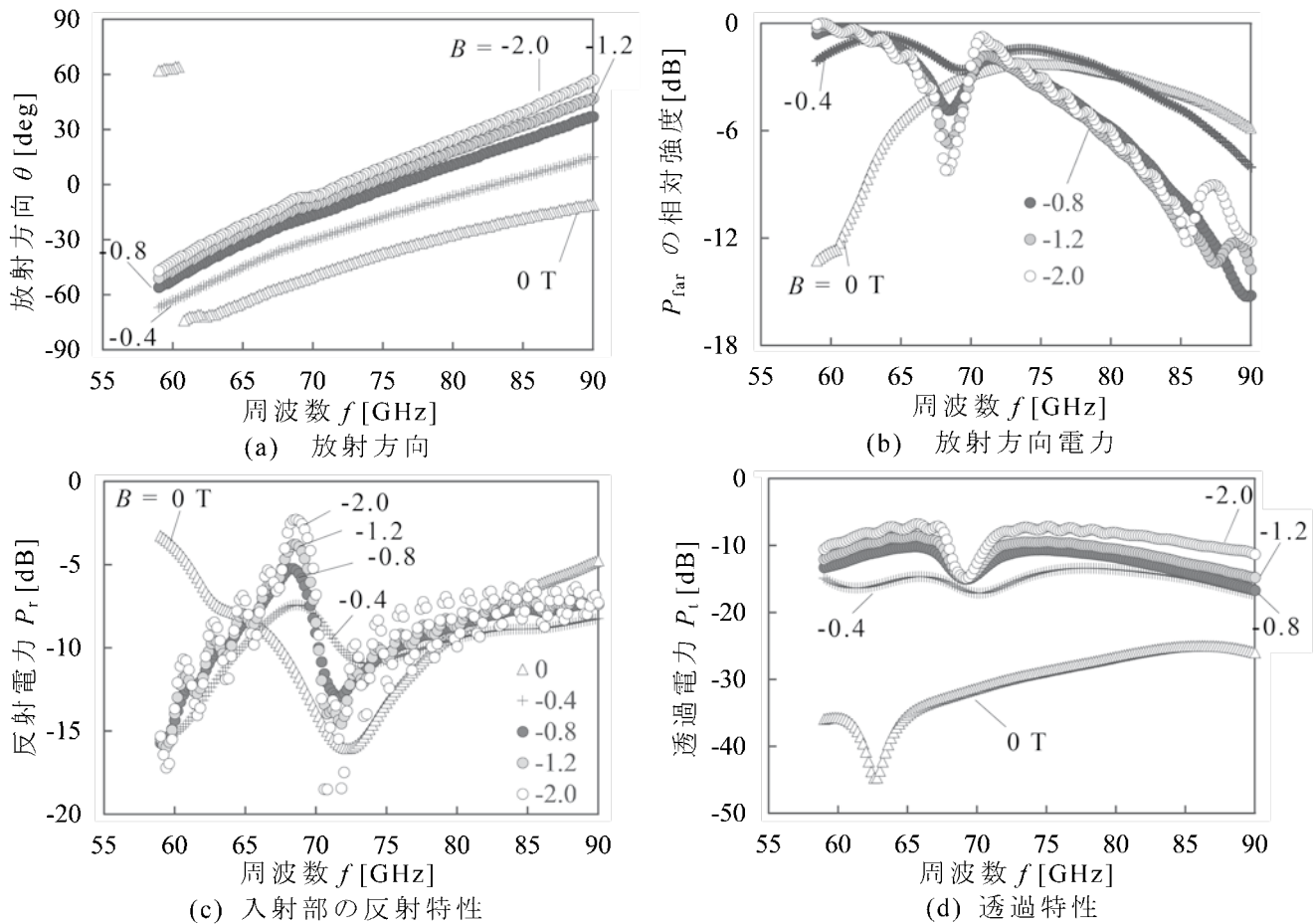


図 10 印加磁界 B をパラメータとした周波数 f に対する漏れ波アンテナの諸特性 ($b = 0.25$ mm)

図 9 に $b = 0.35$ mm の場合の電力の放射の様子を示す. 図 9 (a) $B = 0$ T の場合, プラズマ周波数以下の電磁波はプラズマ中に侵入できず, 誘電体線路中を伝搬し, それが漏れ電力として $-\theta$ 方向へ放射されていることが分かる. 図 9 (b) $B = -0.54$ T の場合, 放射が生じなくなり伝送線路を電磁波が伝搬していることが分かる. 図 9 (c) $B = -2.0$ T の場合, 大きな磁界を印加することでプラズマと誘電体中を電磁波が伝搬し, $+\theta$ 方向へ放射が生じていることが分かる. 次に, この放射が小さくなる原因と, それを避ける手法を検討するために, 周波数依存性について検討を行った. 図 10 にプラズマの厚さ $b = 0.25$ mm とした場合の印加磁界 B をパラメータとした図 10(a)放射方向 θ , 図 10(b)放射方向電力 P_{far} , 図 10 (c)反射電力 P_r , 図 10 (d)透過電力 P_t を示す.

図 10(a)より, 放射方向 θ は周波数 f の増加に伴い大きくなり, また印加磁界 B が大きい程 $+\theta$ 側へシフトしている. これは f が増加することと B が大きくなることは共に β を増加させ, 式(2)より θ が増加するためである.

図 10(b)より, P_{far} が極小値をとることが分かり, またそれは 2 種類に分けられる. 1 つは $f = 68$ GHz 付近にあり, その周波数は B の増加に伴い若干低下している. この時 P_r は極大となり(図 10(c)参照), また P_t は極小となっている(図 10(d)参照). 周期構造を装荷した無限に長い漏れ波アンテナでは放射モードの位相定数 $\beta_{-1} = 0$ 付近で放射が生じなくなる オープンストップバンド(open stopband; OSB)が生じ^{(7),(10)}, 放射電力が 0 もしくは非常に小さくなり, その時入射電力は伝送線路中から入射ポートへ全て反射されることが知られている. この解析でも $\beta_{-1} = 0$ つまり $\theta = 0^\circ$ 近くで P_{far} が小さくなるため, この現象は OSB によるものだと考えられる. なお, 全電力は反射していないが, これは有限長の漏れ波アンテナでは OSB による効果は周期の数 g に依存することが知られており⁽¹⁰⁾, $g = 10$ の本解析ではこの効果が弱く現れたと考えられる. もう 1 つは $f = 85.0 \sim 90.0$ GHz 付近にあり, その極小となる周波数は B の増加に伴い低下している. この時, P_r や P_t に特徴的な変化は無く, また $\theta \neq 0^\circ$ 付近で生じているため先ほどの現象とは異なる.

この2つの現象はいずれも位相定数 β に依存すると考えられ、そのためプラズマ厚さ b が大きくなると B に対する β の変化は大きくなるため、これらは低周波側にシフトすると考えられる。図 8(b) の $b = 0.35$ mm での P_{far} の極小は、後者に分類されると考えているが、それが生じる原因等は現在検討中である。なお図 10(b) の 74.5 GHz 付近の P_{far} は B にあまり依存しないため放射方向電力が一定で放射方向のみを変化させる特性に適しており、この時、0 ~ -2 T の印加磁界 B に対して放射方向 θ は $-39^\circ \sim 8^\circ$ の範囲で 47° 変化する。

図 10(b) ~ (d) の $B = -2.0$ T の場合に P_{far} , P_r , P_t が周波数に対して周期的に振動しているが、これはアンテナ終端やアンテナ内で生じた反射波が、アンテナ始端から左手方向の平行平板線路に反射される電磁波に加わるためだと考えられる。一方、低磁界では線路の減衰定数 α が大きいいため反射波が減衰し、周波数に対する振動は生じないと考えられる。また図 10(d) の $B = 0$ T の場合、 $f = 63$ GHz 付近に P_t が極小値をとるが、これは先に述べた CSB による影響だと考えられる。

以上の結果より周波数特性を検討することで P_{far} が極小となる2つの現象が確認され、1つ目の原因と2つ目の磁界依存性が示された。この2つを避けて設計することで放射電力が低下することなく放射方向を変化し得るパラメータを求めることができることが示された。

6. おわりに

理論解析と FDTD 解析により固体プラズマを用いた漏れ波アンテナの伝送線路特性と放射特性を明らかにし、印加磁界によるビーム走査の可能性について検討を行った。理論解析結果よりプラズマに誘電体を装荷した伝送線路の伝搬特性を明らかにし、また漏れ波アンテナとして動作するために必要な金属ストリップの周期と放射方向の関係式(2),(3)から、上記線路のパラメータの設計方針を示した。またその時単一のビームとなる β の範囲を示した。FDTD 解析結果より誘電体媒質に比誘電率 2.0 程度の媒質を選ぶと、放射方向変化に伴う放射方向電力の変化が小さく、電力強度一定でビーム走査可能であることが分かった。一方プラズマが厚い程放射方向の変化は大きくなったが、減衰も大きく、またある印加磁界に対して放射が小さくなる現象が生じた。これに関して周波数特性を検討した結果、その原因の一因と、それを避

けるためのパラメータを求めることができた。それより、 $f = 74.5$ GHz で伝送線路による損失が小さく、連続的なビーム走査が実現できる可能性が示され、そのとき 50° 程度ビームが走査できることが示された。

今後は P_{far} が小さくなる原因の検討と、実験により本アンテナの伝送特性と放射特性について検討する予定である。

参考文献

- (1) 川村 良, 淀川 信一, 高坂 論, 小武内 哲雄, (2003): 固体プラズマ材料を用いたミリ波帯指向性可変漏れ波アンテナ, 信学技報, Vol. 103, No. 437, pp. 1-5.
- (2) 手代木 扶, 米山 務, (1999): 新ミリ波技術, pp. 119-130.
- (3) Shin-ichiro Matsuzawa, Kao Sato, Shuji Aso, Atsushi Sanada, (2006): A W-Band Microstrip Composite Right/Left-Handed Leaky Wave Antenna, *IEICE TRANSACTIONS on Communications* Vol. E89-B, No. 4, pp. 1464-1466.
- (4) Qingshan Yang, Xiangkun Zhang, Yunhua Zhang, (2012): A Shunt-capacitance-aided Composite Right/Left-handed Leaky Wave Antenna with Large Scanning-range/Bandwidth Ratio, *PIERS Proceedings*, pp. 649 - 652.
- (5) Shin-ichiro Matsuzawa, Kazuo sato, Yoshinori Inoue, Tsuyoshi Nomura, (2006): W-band Steerable Composite Right/Left-Handed Leaky Wave Antenna for Automotive Applications, *IEICE Trans Electron*, Vol. E89-C, No. 9, pp. 1337-1344.
- (6) Amir A. Tavallaee, Benjamin S. Williams, Philip W. C. Hon, Tatsuo Itoh, and Qi-Sheng Chen, (2011): Terahertz Quantum-Cascade Laser with Active Leaky-Wave Antenna, *Applied Physics Letters*, Vol. 99, p. 141115.
- (7) Adrian Sutinjo, Michal Okoniewski, Ronald H. Johnston, (2008): Radiation from Fast and Slow Traveling Waves, *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, Vol. 50, No. 4, pp. 175-181.
- (8) Tetsuo Obunai, Masaya Kusanagi, Kazuhiro Hikage, (1979): Effect of Dielectric Material on Slow-Surface Wave Propagation in a Solid-Plasma Waveguide, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 18, No. 3, pp. 633-640.
- (9) 小武内 哲雄, 関口 忠, (1973): InSb を用いた固体プラズマ導波管中のミリ波表面遅波, 電子装置研究会資料, ED73-45.
- (10) D. R. Jackson, A. A. Oliner, (2008): Leaky-Wave antennas, *Modern Antenna Handbook*, pp. 325-367.