

研究報告

固体プラズマ薄板を挿入した導波管の 526 GHz サブミリ波偏向特性*

米田皓大**, 淀川信一***, 高坂諭***, 倉林徹***

Power Deflection Characteristics of 526 GHz Submillimeter Wave in a Waveguide Loaded with a Thin Solid-State Plasma Slab*

Kodai Maita**, Shinichi Yodokawa***, Satoru Kousaka*** and Toru Kurabayashi***

Abstract

The power deflection characteristics of 526 GHz submillimeter waves in a waveguide loaded with a thin n-InSb slab as a solid-state plasma material have been theoretically analyzed by the finite-difference time-domain (FDTD) method and experimentally measured at liquid-nitrogen temperature. It was shown both theoretically and experimentally that, by applying an external magnetic field B perpendicular to the solid-state plasma slab, a displacement takes place in the power distribution of the transmitted waves. These results indicate the possibility of using our waveguide in circulators of submillimeter-wave frequency range.

1. はじめに

サブミリ波やテラヘルツ波と呼ばれる周波数が数百 GHz から数十 THz の領域は, 発生や検出が困難であったことから, 以前は未開拓の周波数帯域とされてきた. しかし近年の発振素子や検出技術の発展により, 多くの分野で様々な応用の可能性が見出されている^{(1),(2)}. それらの応用装置を実現するためには, サブミリ波帯で使用できる回路素子の開発が今後の重要な鍵になると考えられ, その一つとして非可逆回路素子が挙げられる. 非可逆回路素子は, 伝搬方向により特性が異なる素子の呼称であり, アイソレータは, 図 1(a)に示すように電磁波を一方方向へのみ伝搬させる回路素子で, 不整合部分からの反射波が再び送信機へ戻ることで生ずる不具合を解消するために使われ, サー

キュレータは, 図 1(b)に示すように電磁波を循環的に伝搬させる回路素子で, 通信やレーダのアンテナの送受信信号の分離などによく使われる. この様な特性を得るためには, 伝搬の方向に対し異なる特性を持つ材料を必要とする. 一般にミリ波帯以下では透磁率に異方性を持つフェライトを利用した素子が実用化されているが⁽³⁾, フェライトは周波数の増加に伴う損失の増加や, 動作に必要な印加磁界の増加などにより, それをサブミリ波帯まで拡張して利用

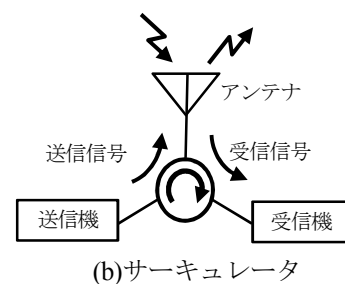
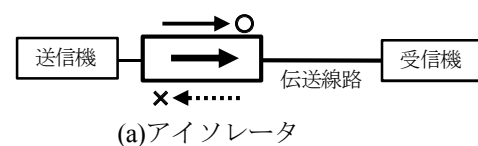


図 1 非可逆回路素子

2014年7月28日受理

*電子情報通信学会論文誌へ投稿中の内容を含む

**日本精機株式会社(電気電子工学専攻2014年3月修了), Nippon Seiki Co., Ltd.

***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.

することは難しい。

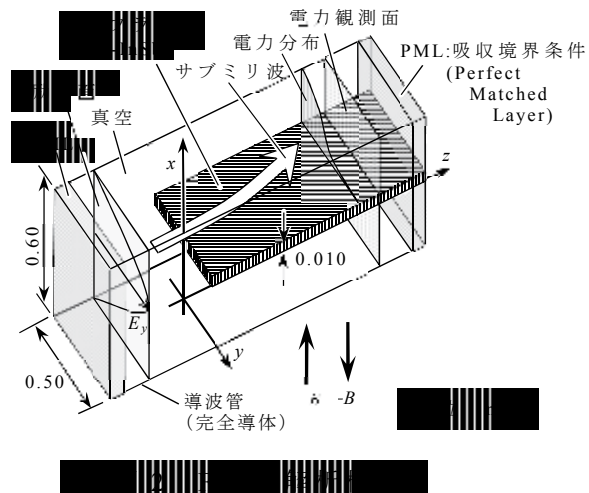
一方、我々は以前よりサブミリ波帯やテラヘルツ帯で動作可能な非可逆回路素子について報告しており^{(4)~(7)}、そこでは誘電率に異方性を持つ固体プラズマを利用している。また、プラズマ薄板を装荷した誘電体イメージ線路やスロット線路を伝搬するサブミリ波は、磁界を印加することで電力の分布に偏りが生ずる（以下では電力の偏向と呼ぶ）ことが確認され^{(8),(9)}、この特性を利用することで、損失の少ないサーキュレータの実現の可能性が考えられる。そこで本研究では、サブミリ波の電力が偏向する原因を解明すること、及び電磁波が大きく偏向する条件を見いだすことで、サブミリ波帯で利用可能なサーキュレータへ応用し得る特性を得ることを目的とし、固体プラズマ材料として動作する n-InSb 薄板を挿入した導波管のサブミリ波電力偏向特性について検討を行った。この報告では、はじめに FDTD(Finite-Difference Time-Domain)法を用いた電磁界シミュレーション解析による偏向の原因の検討と各パラメータの検討結果について述べ、次いで実験結果について述べる。

2. FDTD 解析

2.1 解析方法

FDTD 法は、電磁現象の最も基礎的な法則であるマクスウェルの方程式の微分方程式を差分化し時間領域で演算を繰り返し行うため、最終的な解析結果のみならず、その結果に至るまでの時間変化に対する電磁界の様子を観察でき、過渡状態から定常状態に至る電磁界の状況を視覚的に観察できるという特徴を持つ⁽¹⁰⁾。また、解析領域を小さな直方体（セル）に分割し、構造の設定は各セルに電気的特性を与えるのみなので、複雑な形状を持ち理論的な数値解析が困難な場合にも比較的容易に適用できる。さらに、必ずしも専門的な知識が必要で無いことなどの理由もあり、アンテナや高周波回路部品の設計開発や電磁波の教育などにも広く用いられている^{(11),(12)}。以下では本研究の解析構造や各種設定値について述べる。

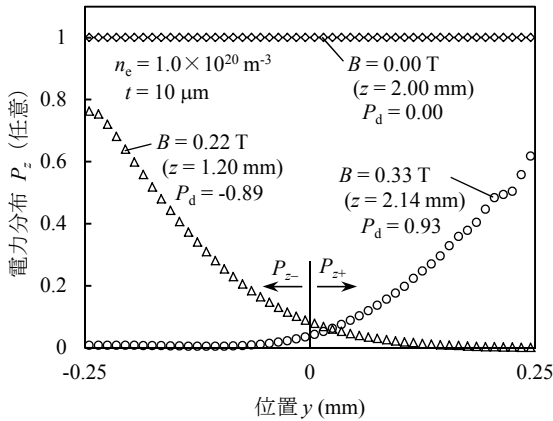
解析で使用した 3 次元 FDTD 解析構造を図 2 に示す。断面の寸法が $0.60 \times 0.50 \text{ mm}^2$ の方形導波管に固体プラズマとして作用する n-InSb の薄板を x 方向の中央に設置した構造である。領



域を分割するセルサイズは $\Delta x = 20 \mu\text{m}$, $\Delta y = 10 \mu\text{m}$, $\Delta z = 20 \mu\text{m}$ としたが、n-InSb 薄板の厚さを複数のセルで表現するために、InSb 及びその上下の領域の数セルの x 方向のセルサイズのみ $\Delta x = 0.050 \sim 1.0 \mu\text{m}$ と小さくした。一般に、セルサイズが異なると伝搬速度の解析値に生じる誤差も異なるため、セルサイズは立方体に近いことが望まれるが、今回考慮している伝搬方向は y - z 面内にあるため、 x 軸方向のセルサイズの影響は比較的小さいと考えた。導波管中の励振面から y 方向に電界を持つ TE_{10} モードの 526 GHz のサブミリ波を z 方向へ伝搬するように励振し、また励振電界と伝搬方向に互いに垂直な x 方向を静磁界 B の印加方向とした。2.2 節で偏向の原因を検討するが、印加磁界の方向は、 y 方向に伝搬方向が変化することを期待して決めている。 z 方向の全てのセルに対する x - y 面を電力観測面とし、各セルのポインティングベクトルの z 方向成分 S_z を算出し、それを x 方向に積分し時間平均した値 P_z を導波管の幅方向の位置 y に対する電力分布とした。本来 TE_{10} モードの伝搬は y 方向に対して一様であるが、伝搬方向が y - z 面内で変化するとこの分布も変化すると考えられる。導波管の幅方向の中央を $y = 0$ とし、電力観測面の $+y$ 側に分布する電力を P_{z+} 、 $-y$ 側に分布する電力を P_{z-} とし、電力偏向係数 P_d を次式のように定義した。

$$P_d = \frac{P_{z+} - P_{z-}}{P_{z+} + P_{z-}} \quad (1)$$

従って $P_d > 0$ の場合は電力が $+y$ 側に偏り、 $P_d < 0$ の場合は $-y$ 側に偏ることを表し、また偏りが

図3 位置 y に対する電力分布 P_z

生じない場合は $P_d = 0$ となる。励振電力に対する観測面を透過する電力を透過電力 P_t 、また $-z$ 方向へ伝搬する電力を反射電力 P_r とした。なお、n-InSb の移動度は $\mu_e = 50 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ とし、電子の有効質量 m^* は、真空中の自由電子の質量を m_0 として、 $m^* = 0.0135m_0$ とした。また、プラズマの効果を FDTD 解析に適用するために、プラズマ中のキャリアの速度（荷電粒子の巨視的な平均速度）を算出し、それより電流密度を求めマクスウェルの方程式に直接代入する方法を利用した。

2.2 偏向係数の磁界依存性と偏向の原因

図3に InSb の電子密度 $n_e = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、厚さ $t = 10 \text{ }\mu\text{m}$ の場合の印加磁界 B をパラメータとした位置 y に対する電力分布 P_z を示す。 P_z の分布は、 $B = 0.00 \text{ T}$ の場合 y 方向に一様であり、また $B = 0.22 \text{ T}$ では $-y$ 側へ、 $B = 0.33 \text{ T}$ では $+y$ 側に集中しており、磁界を印加することにより電力の偏向が生じていることが分かる。なお、偏向は z 方向へ伝搬するにつれ大きくなるが、各印加磁界において偏向が最大となる位置 z が異なったため、図中に電力観測面の位置 z を InSb の始端を $z = 0$ として示している。

図4に InSb の厚さ $t = 10 \text{ }\mu\text{m}$ で、電子密度 n_e をパラメータとした場合の電力偏向係数 P_d の印加磁界依存性の解析結果を示す。この場合も、偏向が最大となる伝搬方向の位置は各パラメータにより異なるが、概ね $z = 0.3 \sim 2 \text{ mm}$ 程度であった。この結果より、印加磁界が 0.26 T 程度を境に低磁界側では $-y$ 側に、高磁界側では $+y$ 側に電力が偏向すること、また n_e の増加に伴い偏向が大きくなることが分かった。また、この条件の中では、 $n_e = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、 $B = 0.33 \text{ T}$

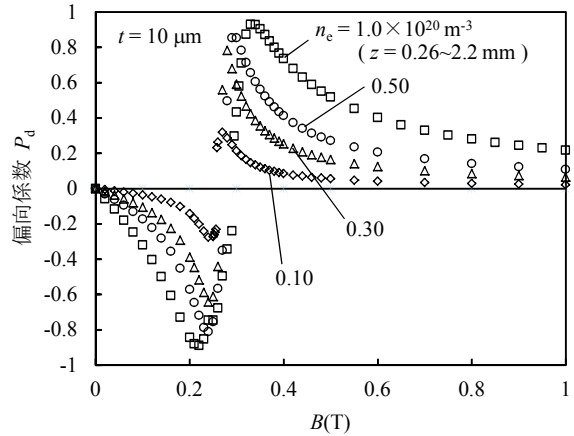
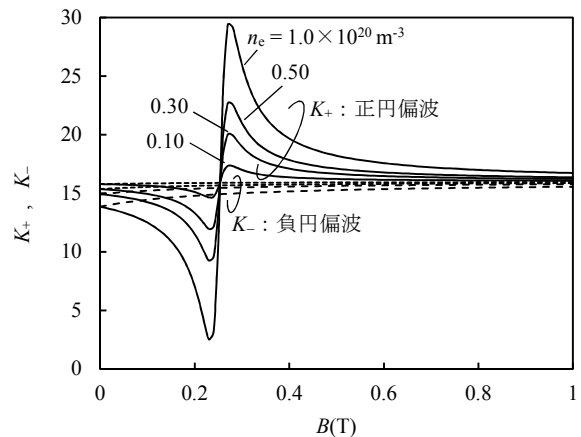
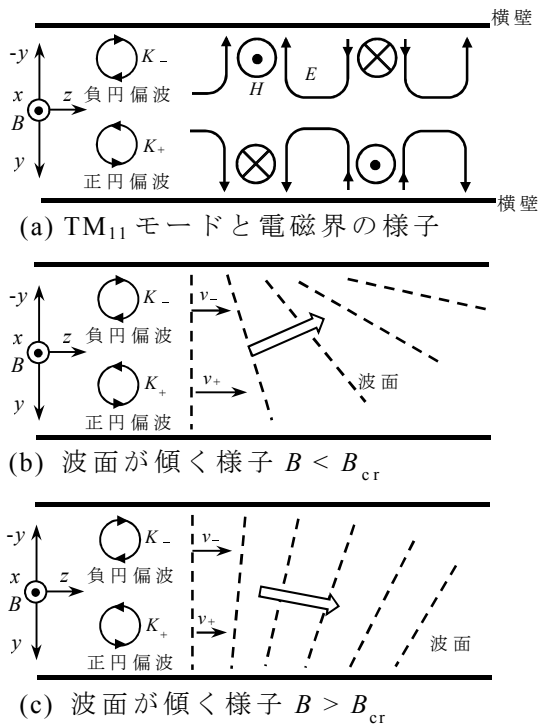
図4 電力偏向係数 P_d の磁界依存性

図5 正負の円偏波に対する InSb の比誘電率

で P_d は最大となり（以降では P_d が最大になったときの印加磁界を B_{max} と示す）、電力の 97% が $+y$ 側に分布していることが分かった。ただし、このときの透過電力は小さく $P_t = -9.6 \text{ dB}$ （入射電力の約 11%）であった。

図5に正負の円偏波に対する InSb の等価的な比誘電率の磁界依存性の理論計算結果を示す。これより正円偏波に対する InSb の比誘電率 K_+ は印加磁界により大きく変化し、一方で負円偏波に対する比誘電率 K_- に大きな変化はないことが分かる。これはプラズマ中の電子の運動に起因し、この周波数において $B_{\text{cr}} = 0.26 \text{ T}$ の磁界を印加すると電子のサイクロトロン周波数と入射サブミリ波の周波数が一致し、そのとき正円偏波の電界は電子を常に加速するため誘電率に大きな影響を与えるためである。従って、この磁界で正円偏波の電磁波は共鳴的に吸収される。一方、負円偏波の電界は電子のサイクロトロン運動とは逆回転となり大きな影響は与えない。図4の電力偏向係数 P_d の FDTD

図 6 TM_{11} モードと電力偏向の概念図

解析結果と図 5 の正円偏波に対する InSb の比誘電率 K_+ の変化を比較すると、印加磁界や電子密度の変化に対する傾向が概ね一致していることから、電力偏向の原因として K_+ の変化が大きく影響しているものと考えられる。

以上は回転偏波に対する議論だが、励振面で励振した TE_{10} モードから文献(13)で述べられているように、磁化されたプラズマ中のホール電流により TM_{11} モードに類似したモード（以降では $TM_{11-like}$ モードと呼ぶ）が励起されたとする。 TM_{11} モードの電界は図 6(a)に示すように導波管の $-y$ 側で負円回転電界、 $+y$ 側で正円回転電界の成分が主となることから、 $K_+ < K_-$ となる低磁界側では、伝搬速度が比誘電率の平方根に反比例することを考慮すると、 $+y$ 側の位相速度 v_+ と $-y$ 側の位相速度 v_- が $v_+ > v_-$ の関係になり、波面は $-y$ 側に傾き（図 6(b)）、その結果 $-y$ 側に電力が偏向すると考えられる。一方 $K_+ > K_-$ となる高磁界側では $v_+ < v_-$ となるため、波面が $+y$ 側に傾き（図 6(c)）、その結果 $+y$ 側に電力が偏向すると考えられる。このようにサブミリ波の電力の偏りは、磁界を印加した InSb 薄板により励起された $TM_{11-like}$ モードの正負円偏波の位相速度の差、即ち K_+ と K_- の差とその大小関係により説明されることが示された。ただし、そのモードが励起される機構やその他

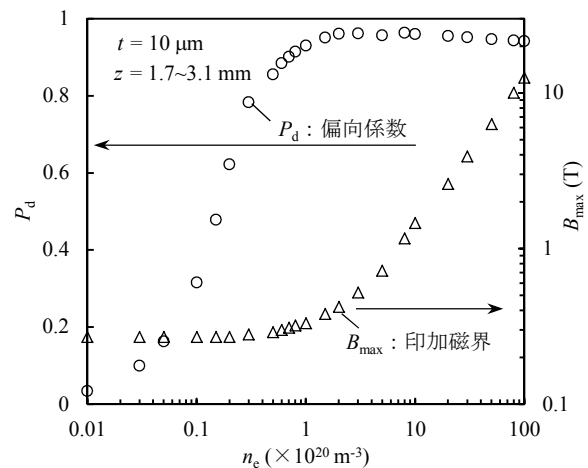
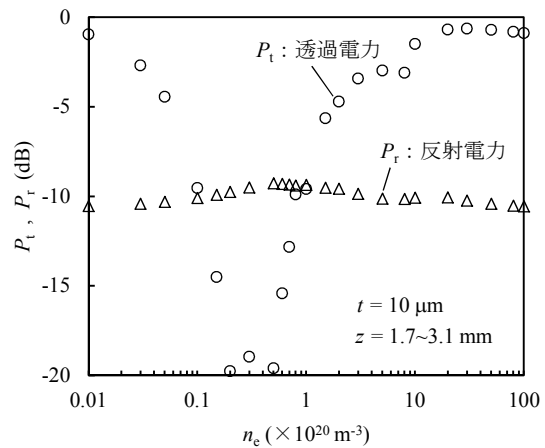
(a) 偏向係数 P_d と印加磁界 B_{max} (b) 透過電力 P_t と反射電力 P_r

図 7 電子密度に対する特性の変化

の高次モードの伝搬の影響などはさらに検討する必要があり、今後の課題である。

以上では、サブミリ波の電力に偏りが生じること、およびその原因について述べたが、上記条件では大きな電力偏向は得られるが、透過電力 P_t が 10% 程度と小さく、これは回路素子として望ましくない。そこで、次節以降では電力の偏りが大きく生じ、さらに透過電力が大きくなるようにパラメータの最適化を行う。

2.3 プラズマの電子密度の影響

プラズマの電子密度 n_e に対し、偏向が最大となったときの電力偏向係数 P_d と印加磁界 B_{max} を図 7(a)に、またそのときの透過電力 P_t 及び反射電力 P_r を図 7(b)に示す。なお、 n_e が増加すると $-y$ 側への偏向が小さくなったため、以下では $+y$ 側の電力の偏りについてのみ示す。図 7(a)より、 P_d は電子密度 n_e の増加とともに増加し、 $1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 以上では $P_d > 0.93$ となり

+y 側に大きく偏向することが分かる．またそのときの印加磁界 B_{\max} も、 n_e の増加に伴い増加すること分かる．偏向は K_+ と K_- の差により波面が傾くことにより生ずると先に述べたが、その差には適切な値があると予想している．図 5 で示したように、 K_+ の変化の傾向は n_e が増加するに伴い高磁界に移ることが分かり、これが n_e の増加に伴い B_{\max} が増加する原因と考えている．図 7(b) の透過電力 P_t は、 $n_e = 5.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 付近で最小となる．これは、そのときの印加磁界付近で、サイクロトロン共鳴 $\omega_c = eB/m^*$ とプラズマ共鳴 $\omega_p = (n_e e^2 / (m^* \epsilon_p))^{1/2}$ により式(2)で表されるハイブリッド共鳴による電磁波の減衰が生じるためである．

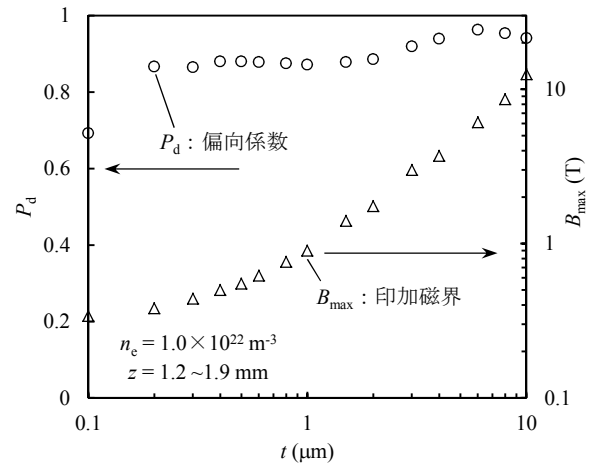
$$\omega_h^2 = \omega_c^2 + \omega_p^2 \quad (2)$$

ここで e は電子の電荷、 ϵ_p はプラズマ材料の誘電率である． n_e がそれより小さい範囲では、プラズマが誘電体的に作用し透過電力は大きくなるが、プラズマとしての効果が小さくなるため P_d も小さくなる．また、反射電力 P_r は -10 dB(10%)程度で n_e による影響は小さいことが分かった．以上の結果から、InSb 薄板の電子密度 n_e を大きくすることで電力の偏りと透過電力を大きくすることができるが、一方で必要とする印加磁界 B_{\max} が増加することが分かった．

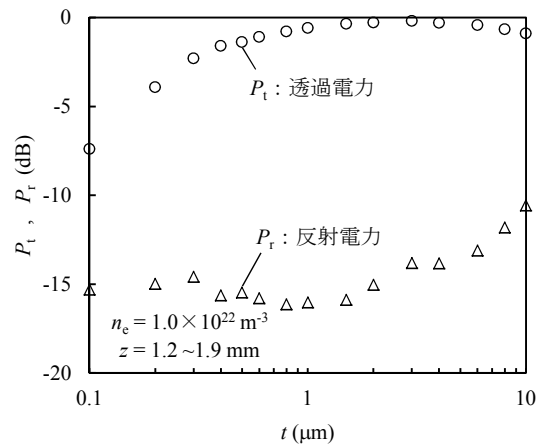
2.4 固体プラズマ薄板の厚さの影響

先に述べたように、偏向が生じるためには、適切な K_+ の値があることを予想したが、この場合の K_+ はプラズマ材料中の比誘電率であり、本研究のように導波管の一部にプラズマがある場合の実効的な誘電率は、空間を占める体積の比率により変化する．そこで、偏向と透過電力を大きく維持したまま、必要とする印加磁界を小さくする、即ち実効的な K_+ を低下させるためには、導波管の断面に対するプラズマの割合（厚み t ）を小さくすることが考えられる．そこでこの節では固体プラズマ薄板の厚さが偏向特性に与える影響について述べる．

固体プラズマ薄板の厚さ t に対し、偏向が最大となったときの電力偏向係数 P_d と印加磁界 B_{\max} を図 8(a) に、そのときの透過電力 P_t 及び反射電力 P_r を図 8(b) に示す．ここで、プラズマの電子密度 n_e は、前節で大きな電力偏向と透過電力が得られた $n_e = 1.0 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ とした．図 8(a) より P_d はプラズマの厚さ t が薄くなるに伴



(a) 偏向係数 P_d と印加磁界 B_{\max}

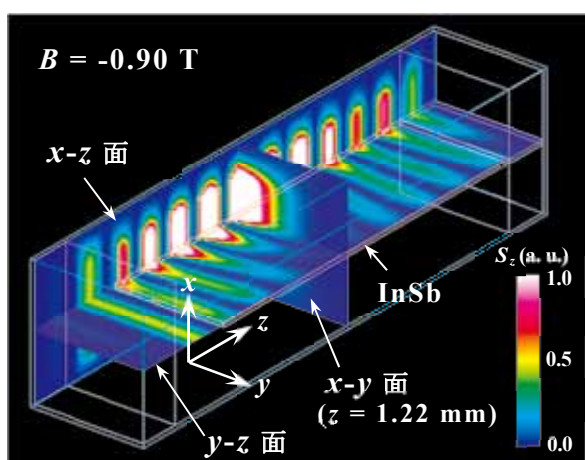
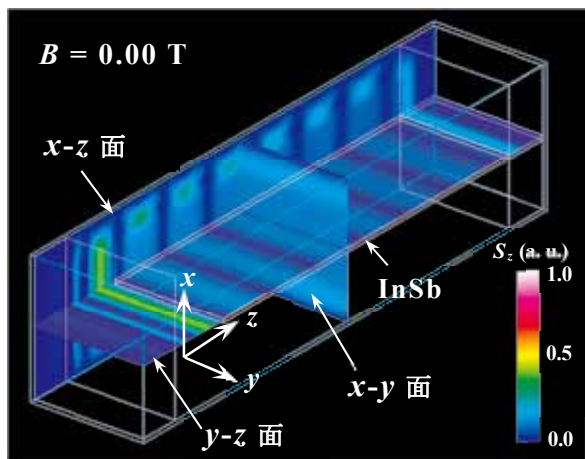


(b) 透過電力 P_t と反射電力 P_r

図 8 InSb の厚さ t に対する特性の変化

い徐々に減少する． $0.1 \mu\text{m}$ で P_d が小さくなるが、これはプラズマによる減衰が大きくなるためである（図 8(b) 参照）．また予想されたように、プラズマ薄板の厚さ t が小さくなるにつれ B_{\max} が低下することが分かる．図 8(b) の P_d が最大となるときの透過電力 P_t は、薄板の厚さが $t = 3.0 \mu\text{m}$ のとき最大となること分かる．これは $t = 3.0 \mu\text{m}$ より厚い場合は反射電力 P_r が増加し、また薄い場合は B_{\max} が低磁界側に移りサイクロトロン共鳴磁界に近づくため減衰が大きくなることによると考えられる．

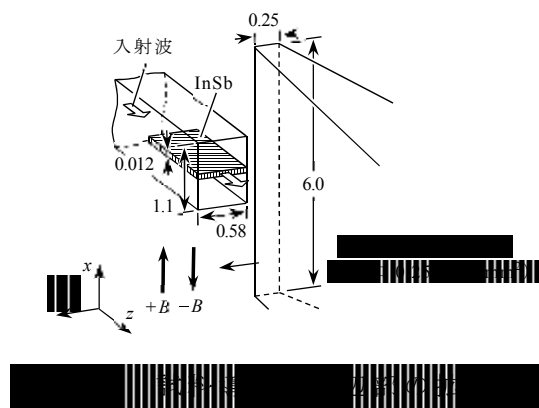
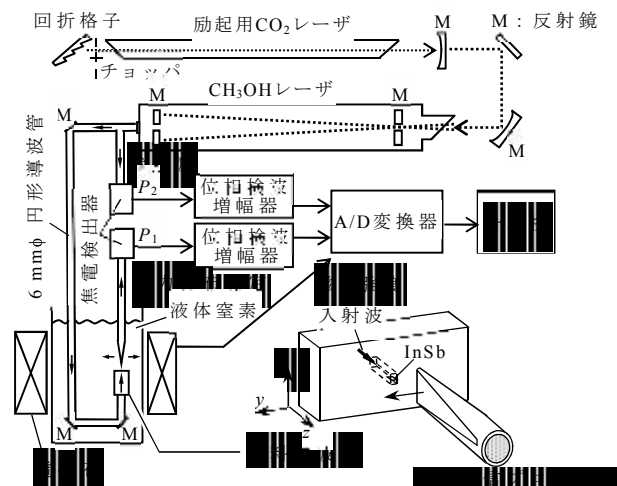
以上の結果から、固体プラズマ薄板の厚さ t を小さくすることで、電力の偏りに必要な印加磁界を小さくできるが、 t を小さくし過ぎると透過電力も小さくなることが示された．従って固体プラズマ薄板の厚さは、透過電力と偏りに必要な印加磁界強度の兼ね合いから決定する必要があることが分かり、印加磁界を 1 T 以下



としたい今回の場合は $t = 1 \mu\text{m}$ 程度が適していると判断できる。

図9に $n_e = 1.0 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, $t = 1.0 \mu\text{m}$ とした場合の FDTD 解析による S_z の強度分布を示す。x-y 面は $B = 0.90 \text{ T}$ で P_d が最大となった観測面の位置 $z = 1.22 \text{ mm}$, x-z 面は左側の側壁側, y-z 面は導波管の x 方向の中央の位置にそれぞれ設定した。図9(a)は $B = 0.00 \text{ T}$ の場合で, x-y, y-z 面での S_z は y 方向に一様に分布していることが分かる ($P_d = 0$)。図9(b)は $B = -0.90 \text{ T}$ ($P_d = -0.87$) の場合で, 励振面から伝搬が進むにつれ -y 側に S_z が大きく偏っていく様子が分かる。

(先の解析では印加磁界の方向を +B 側としたが, 解析画面では表示の都合で -B 側の結果を示している。なお, 磁界の方向を反転すると偏向方向も反転する。) このとき -y 側に電力の 94% が分布しており, また透過電力は -0.59 dB (励起電力の 87%) と大きいことが分かった。



さらに反射電力は -16 dB (2.5%) と小さいことが分かった。この値は回路素子としても十分使用可能な範囲である。以上より, n-InSb 薄板を挿入した導波管は, InSb のパラメータや素子の寸法を適切に選ぶことで, 低損失でかつ大きな電力偏向が得られることが分かり, サブミリ波帯で動作可能なサーキュレータへの応用が期待できることが示された。なお, FDTD 解析では電力観測面を自由に設定できるが, その電力分布を実際に測定することは困難である。そこで次節では, 導波管から放射された電力の分布を測定することで, 電力偏向が実際に生じることを確認した実験結果について述べる。

3. 実験

3.1 実験方法

図10に実験系の概略を示す。サブミリ波の光源として, CO_2 レーザ 9P(16)線励起の CH_3OH ガスレーザを利用し, 周波数 526 GHz (波長 $\lambda = 0.570 \text{ mm}$) の電磁波を得ている。出力されたサブミリ波は

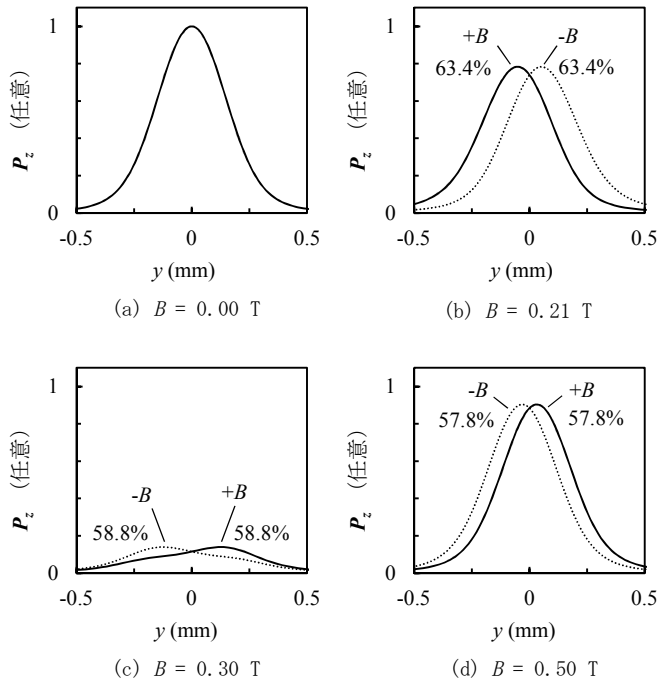


図 12 実験構造に対する FDTD 解析結果

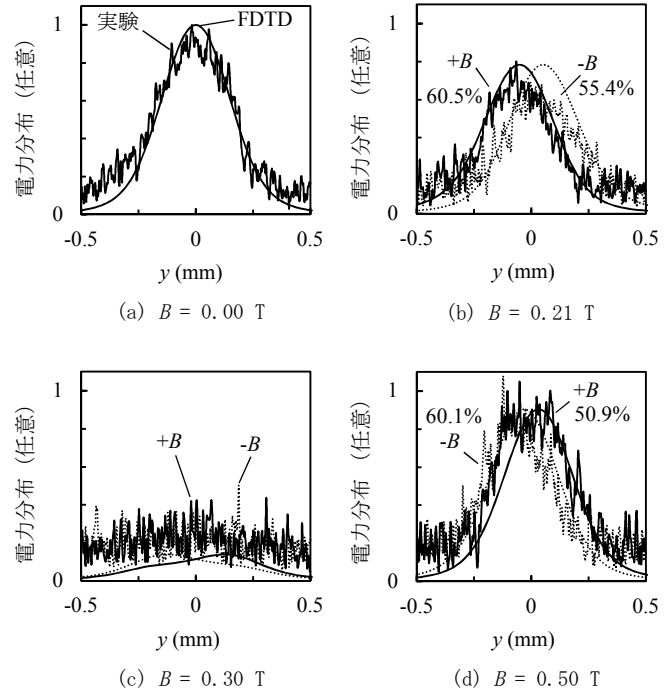


図 13 実験結果

InSb 薄板を挿入した導波管を伝搬し開口から放射される。放射電力は図 11 に示すように y 方向に動くプローブで受信し(P_1), y 方向の位置に対する電力分布 (FDTD 解析の P_z に相当) を測定した。サブミリ波レーザの出力の一部は参照用として受信し(P_2), P_1 と P_2 の比をとることでレーザの変動分を除くようにした。実験に用いた素子は、導波管の断面の寸法が $1.1 \times 0.58 \text{ mm}^2$ (高さ×幅), n-InSb 薄板の寸法が $0.012 \times 0.58 \times 0.96 \text{ mm}^3$ (厚み×幅×長さ) で、n-InSb の電子密度は $n_e = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, 移動度は $54 \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ のものを使用した。なお、先の解析結果では厚み $t = 1 \text{ }\mu\text{m}$ 程度が適していると述べたが、試料作製が困難であったため実験では $10 \text{ }\mu\text{m}$ 程度を目指して加工した。従って n_e も小さい値に設定し、偏向特性は図 3 の解析結果を予想して実験を行った。試料は単結晶 n-InSb ウェハからワイヤーカッターで切り出し、機械研磨により薄板状に加工した後、鏡面研磨で厚さを調整した。試料導波管は真空容器に封入し液体窒素に浸し 77 K に冷却した。外部磁界は InSb 薄板の広い面に垂直な x 方向に印加し、その向きを $+B$, $-B$ とした。なお、実験結果は各磁界で 2 回測定し、平均した値で示している。

3.2 実験結果

実験構造をモデル化した FDTD 解析結果を図 12 に示す。この解析の電子の有効質量 m_e^* は、 526 GHz

で測定したサイクロトロン共鳴磁界から $0.0168 m_0$ とした。また解析と同じ磁界で測定した実験結果を解析結果と共に図 13 に示す。なお図 12, 13 では $B = 0 \text{ T}$ でのそれぞれの電力の最大値で規格化して示している。図 12(a)より、 $B = 0.00 \text{ T}$ の場合は解析結果の電力分布 P_z に偏りがなことが分かる。また図 13(a)より実験結果もほぼ導波管の中央付近で電力が最大となる分布が得られていることが分かる。実験結果の電力分布が解析結果の P_z と比べ若干広がっているが、これは検出プローブの開口が $250 \text{ }\mu\text{m}$ 程と広いためである。図 12(b)で示す $B = 0.21 \text{ T}$ の解析結果から、 $+B$ の場合は $-y$ 側へ、 $-B$ の場合は $+y$ 側へそれぞれ P_z に偏りがみられた。図 13(b) の実験結果では解析結果と同様の方向へ電力分布の偏りがみられた。なお図中には、導波管の片側に分布する電力の割合を % で示している。 $B = 0.30 \text{ T}$ の場合を図 12(c), 図 13(c) に示す。このとき解析および実験結果のどちらの場合も、観測される電力が非常に小さいことが分かる。この原因は、電子のサイクロトロン共鳴磁界 ($B_{cr} = 0.32 \text{ T}$) 付近であるため、プラズマによる電磁波の吸収が大きく生じるためである。 $B = 0.50 \text{ T}$ の解析結果を図 12(d) に示す。この場合、再び観測される電力は大きくなり、 $+B$ の場合に $+y$ 側へ、 $-B$ の場合に $-y$ 側へ P_z の分布に偏りがみられる。これは $B = 0.21 \text{ T}$ の場合の偏りと反対の方向である。実験結果を図

13(d)に示す. こちらも再び透過電力は大きくなり, また僅かではあるが電力分布の偏りがみられる. このときの電力偏向方向は $+B$ で $+y$ 側で, $-B$ で $-y$ 側となり, FDTD 解析結果と同様に $B = 0.21$ T の場合の偏りの方向と反対であった.

以上の結果から, n-InSb 薄板を挿入した導波管に外部磁界を印加することで, サブミリ波の電力分布に偏りが生じること, また外部磁界の強度を変化させることで, 電力分布の偏りの方向を反転できることが実験結果からも示された. また特性の変化には, FDTD 解析結果と実験結果で定性的な一致が見られた.

4. おわりに

本研究では, 固体プラズマ材料の n-InSb 薄板を挿入した導波管のサブミリ波電力偏向特性について, FDTD 解析および実験により検討を行った. その結果, 外部磁界を印加することによりサブミリ波の電力分布に偏りが生じ, さらに磁界強度により電力の偏りの方向が反転することが示された. その原因は正負円偏波に対する InSb の比誘電率の変化で説明し得ることを示した. また, 固体プラズマ薄板のパラメータの検討から, 電子密度と厚さを適切に選ぶことにより, 印加磁界 $B = 0.90$ T で 94 % の電力が導波管片側に偏る特性が得られることが示された. またそのとき透過電力は -0.59 dB と損失が十分小さいことが示された. 以上の結果から, 固体プラズマ薄板を挿入した導波管はサブミリ波の電力に偏りを生じさせることができ, サブミリ波帯で動作可能なサーキュレータに応用できる可能性が示された. 一方実験では, 電力偏向特性の一端は見られたが, 電力の偏りは非常に小さかった. 解析のような理想的な観測面での測定は実際には不可能なので, 今後はこの素子構造を応用し, サークュレータ構造にした場合の特性について検討する予定である.

参考文献

- (1) 斗内政吉, (2006): テラヘルツ技術, オーム社.
- (2) 永妻忠夫, (2010): テラヘルツ無線通信の現状と将来展望, 信学技報, ED2010-160, 13-8 頁.
- (3) TDK 株式会社, (1986): with フェライト, 日刊工業新聞社.
- (4) T. Obunai, N. Yoshida, (1979): Field Distribution in Transversely-Magnetized Two-Layer Millimeterwave Solid-Plasma Waveguide, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol.18,

No.11, p.2097-14.

- (5) T. Obunai, (1993): Propagation characteristics of a slow surface wave in a 70 GHz solid-plasma waveguide containing an n-InSb slab carrying an applied current, *IEE Proc. H*, Vol.140, No.3, p.201-10.
- (6) S. Yodokawa, S. Kosaka, and T. Obunai, (2001): Nonreciprocal Propagation Characteristics of 526 GHz Submillimeter-Wave in Transversely Magnetized Two-Layer Parallel-Plate Waveguide Containing p-InSb Slab, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol.40, No.1, p.307-13.
- (7) S. Yodokawa, Y. Fujieda, and T. Obunai, (2011): Nonreciprocal Propagation Characteristics of 2.5 THz Submillimeter Wave in Two-Layer Parallel-Plate Waveguide Containing n-InSb Slab at Room Temperature, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol.50, p.048001.
- (8) 須藤隆行, 淀川信一, 高坂諭, 小武内哲雄, (2003): n-InSb 薄板を装荷したサブミリ波帯イメージ線路の電力分布, 信学技報, MW2003-150, 159-64 頁.
- (9) T. Sudo, S. Yodokawa, S. Kosaka, Y. Ito, and T. Obunai, (2004): Millimeter-Wave and Submillimeter-Wave Power Distribution in a Dielectric Image Guide Containing a Thin Solid-State Magneto-Plasma Slab, *Proc. Int. Wksp. RSERM*, p.239-44.
- (10) 橋本修, 阿部琢美, (1996): FDTD 時間領域差分法, 森北出版株式会社.
- (11) 宇野亨, (1998): FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析, コロナ社.
- (12) 橋本修, (2006): 実践 FDTD 時間領域差分法, 森北出版株式会社.
- (13) K. Suzuki, R. Hirota, (1971): Nonreciprocal Millimeter-Wave Devices Using a Solid-State Plasma at Room Temperature, *IEEE Trans. On Electron Devices*, Vol. ED-18, No.7, p.408-11.