

Title	人工メタ表面を用いた電磁界制御と異常伝搬現象に関する研究
Author(s)	加藤, 悠人
Citation	大阪大学, 2020, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/76593
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

人工メタ表面を用いた電磁界制御と
異常伝搬現象に関する研究

2020年3月

加藤 悠人

人工メタ表面を用いた電磁界制御と
異常伝搬現象に関する研究

博士（工学）論文提出先

大阪大学大学院基礎工学研究科

2020年3月

加藤 悠人

概要

本研究は人工メタ表面による電磁界制御を理論と実験の両面から調べたものである。人工メタ表面は電磁波の波長に比べて十分に小さな人工構造を2次元的に配列したものであり、極薄構造による電磁界制御を可能にする。従来行われてきた電磁界制御は実空間において取り扱われてきたが、これを波数空間で考えると、一部の伝搬波領域における制御に限定され、群速度がゼロとなる Γ 点やエバネセント波領域における高度な制御は未開拓であった。本研究では、メタ表面による電磁界制御を波数空間全体に拡張し、それによる異常な伝搬現象を実現した。

まず、 Γ 点の制御では、周期メタ表面の周期構造に束縛された導波モードを利用した。導波モードの分散特性は一般に Γ 点でバンドギャップを持ち、群速度はゼロとなる。導波モードの分散制御により、 Γ 点においてモードの縮退と非ゼロの群速度を導入することで、メタ表面の外部結合を増大し、 Γ 点における電磁波の制御が可能になる。本研究では、波長の発散などの Γ 点の特異な性質を利用した電波領域の異常な伝搬現象を開拓するために、従来の光領域におけるフォトニック結晶の折り返しモードや共振構造によるNZI物質を利用した Γ 点制御とは異なり、非共振のCRLH線路の基本モードを利用したミリ波帯の Γ 点制御を実現した。さらに、 Γ 点制御と外部結合制御を両立したメタ表面を実現した。

メタ表面の Γ 点制御を実現することで、異常透過現象と異常吸収現象を開拓した。まず、 Γ 点で縮退したハイパボリックな異方性を持つ分散特性を有する透過型メタ表面を実現し、垂直入射波に対する透過利得が増大する異常透過現象を実証した。垂直入射波により Γ 点の導波モードが等位相で励振し、メタ表面が等価的に広がった等位相開口面として働くことで異常透過現象が実現することを数値的に検証した。実験により、周波数33.6 GHzのミリ波に対して、メタ表面により透過率が5 dB増大することを実証した。この異常透過現象の実証により、簡素な構成の完全開口面効率開口の新たな実現法を開拓した。

さらに、外部結合制御を導入した Γ 点で縮退した反射型メタ表面を実現し、超極薄構造で垂直入射波を完全吸収する異常吸収現象を実証した。1ポート共振器モデルの臨界結合状態（内部Q値と外部Q値が等しくなる状態）を用いた完全吸収の理論を提案した。単位格子密度により外部Q値を独立に制御できるメタ表面を実現し、内部Q値と外部Q値が等しくなる条件下で異常吸収現象を実証した。30.9 GHzにおいて、波長の1/38の極薄構造で-37 dBの吸収特性を持つ完全吸収体を実現した。

続いて、非周期メタ表面による伝搬波領域とエバネセント波領域を含めた連続的な波数空間の制御を行った。4端子回路網モデルに基づいた設計により、メタ表面の入射側と透過側の両面で自由空間に整合した整合メタ表面による制御技術を実現した。

まず、両面で整合した無反射メタ表面による伝搬波領域の位相制御技術を構築した。本制御技術をX帯レーダー用大開口アンテナに適用し、メタ表面による開口面位相の局所的な制御による開口面効率の向上を実現した。本制御技術は、低背・高利得の大開口アンテナの高性能化に資するものである。

さらに、本制御技術をエバネセント波領域に拡張した。従来のエバネセント波を生成するメタ表面では、入射側と透過側で同時に整合がとれておらず、回折限界を大幅に超えた深超解像（Deep-subwavelength focusing）の実現には理論的・技術的課題があった。エバネセント波による複素波動インピーダンスを考慮した整合理論の構築により、メタ表面の入射側と透過側の両面で自由空間に整合した整合メタ表面による制御技術を実現した。所望のエバネセント波を含む波数成分の制御と増強が可能なメタ表面を実現し、2.45 GHz帯でサブ波長集光を実証した。この近傍界制御技術は、従来よりも分解能が劇的に向上する超解像レンズの実現法を与えるものであり、深超解像への理論的な可能性を切り拓いた。

Abstract

This thesis describes theory and demonstrations of electromagnetic wave manipulations using artificial metasurfaces. Artificial metasurfaces are two-dimensional arrays of planar artificial subwavelength structures and allow for electromagnetic wave manipulations with ultra-thin structures. However, most conventional manipulation techniques have been limited to control of electromagnetic waves in the propagating wave region except near the Γ -point in the wavenumber space. The advanced control at the Γ -point and in the evanescent wave region has not been established. In this thesis, electromagnetic wave manipulations over the entire wavenumber space are realized using metasurfaces and extraordinary propagation phenomena are demonstrated.

First, wave manipulations at the Γ -point are realized by utilizing guided waves in periodic metasurfaces. Generally, the dispersion characteristics of the guided waves has band gaps at the Γ -point with zero group velocities. To accelerate the guided waves at the Γ -point, Γ -point degeneration of the guided waves is introduced to have non-zero group velocities at the Γ -point. Unlike conventional wave manipulations at the Γ -point in the optical region using NZI materials with resonant structures and photonic crystals with spatial harmonic modes, the Γ -point control in the millimeter-wave band is realized using fundamental modes of non-resonant CRLH structures and extraordinary phenomena are explored utilizing the unique properties of the Γ -point such as the wavelength divergence. In addition, the external coupling control of the metasurface at the Γ -point independent of its dispersion characteristics is achieved.

The extraordinary transmission and absorption are demonstrated by controlling electromagnetic waves at the Γ -point. First, a hyperbolic metasurface with the Γ -point degeneration is proposed for demonstrating the extraordinary transmission with the transmittance exceeding unity at millimeter-wave bands. The enhanced transmittance is realized by a beam narrowing of the transmitted wave through the metasurface that works as an effectively enlarged aperture with the in-phase radiation of the guided waves from the metasurface at the Γ -point. The experiments reveal that the transmittance with the metasurface exceeds that without the metasurface by 5 dB at the Γ -point frequency of 33.6 GHz. The extraordinary transmission has a potential to realize full aperture efficiency with a simple structure.

Furthermore, an external coupling control of a Dirac cone metasurface with the Γ -point degeneration is investigated for demonstrating the extraordinary absorption, i.e., perfect absorption with an ultra-thin structure. The mechanism of the perfect absorption is thoroughly investigated and it is shown that the perfect absorption phenomenon is well described by the 1-port resonator model at the critical coupling with identical internal and external Q-factors. With the external coupling control for the Dirac cone metasurfaces by adjusting the chain density, the perfect absorption with the reflectance as small as -37 dB at 30.9 GHz is experimentally demonstrated with the ultra-thin ($\sim \lambda_0/38$) structure.

Next, wave manipulations in continuous wavenumber spectrum are studied in both propagating and evanescent wave regions using non-periodic metasurfaces. First, an impedance-matched reflectionless metasurface is proposed to manipulate the local phase of incident propagating waves. The manipulation technique is applied for a large aperture

antenna for an X-band radar in a practical application. The aperture efficiency improvement is achieved by the aperture phase manipulation with the reflectionless metasurface. The technique contributes to realize a low-profile, high-gain, large-aperture antenna.

Furthermore, the manipulation technique is extended to control evanescent waves. Conventional metasurfaces that generate evanescent fields suffer from the mismatching on the input and/or output boundaries, which makes it difficult to realize a metasurface for deep-subwavelength focusing far beyond the diffraction limit ($\leq \lambda_0/100$). To realize a wave manipulation by an impedance-matched metasurface that is matched with the free space on both boundaries, an impedance-matching technique that takes into account a complex wave impedance with evanescent fields is proposed based on the four-port network model. Using a metasurface designed with the proposed theory, subwavelength focusing at 2.45 GHz is demonstrated. The manipulation technique of near-fields realizes a super-resolution metalens beyond the diffraction limit and provides a theoretical possibility for deep-subwavelength focusing.

目次

第1章	序論	11
1.1	本研究の動機	11
1.2	本研究の目的	11
1.2.1	周期メタ表面による Γ 点制御の実現	11
1.2.2	非周期の整合メタ表面によるエバネセント波領域を含めた連続的な波数空間制御の実現	12
1.3	本研究の背景	12
1.3.1	近未来社会に求められる高度な電磁界制御技術	12
1.3.2	人工メタ表面による電磁界制御	12
1.3.3	Γ 点制御の現状	13
1.3.4	エバネセント波制御の現状	14
1.4	本論文の構成	15
第2章	Γ点制御による異常透過現象	17
2.1	研究背景	17
2.2	メタ表面によるミリ波帯異常透過現象の概要	17
2.3	Γ 点で縮退した透過型ハイパボリックメタ表面	18
2.4	Γ 点の縮退の設計	22
2.5	異常透過現象の数値的検証	24
2.6	異常透過現象の実験的検証	27
2.6.1	試作	27
2.6.2	分散特性の測定	27
2.6.3	異常透過現象	28
2.7	Γ 点で縮退した透過型メタ表面の外部結合制御	32
2.7.1	理論と設計	32
2.7.2	異常透過現象における外部結合の影響の実験的評価	35
2.8	本章のまとめ	37
第3章	Γ点制御による異常吸収現象	39
3.1	研究背景	39
3.2	Γ 点で縮退した反射型メタ表面の外部結合制御	39
3.3	異常吸収現象の実験的検証	41
3.3.1	試作	41
3.3.2	分散特性の測定	41
3.3.3	異常吸収現象	43
3.4	メタ表面による完全吸収のメカニズム	43
3.5	実現した完全吸収体性能	45
3.6	本章のまとめ	46

第 4 章	伝搬波位相制御による開口面効率の向上	47
4.1	研究背景	47
4.2	無反射メタ表面	48
4.3	開口面効率の向上の数値的検証	49
4.3.1	アンテナシステム	49
4.3.2	メタ表面の設計	50
4.3.3	数値検証	50
4.4	メタ表面の構造設計と実装	55
4.4.1	メタ表面の構成	55
4.4.2	等価回路解析に基づく単位格子の動作帯域幅	55
4.4.3	単位格子の構造設計	57
4.4.4	メタ表面位置の検討と構造設計	59
4.5	本章のまとめ	63
第 5 章	エバネセント波制御によるサブ波長集光	65
5.1	研究背景	65
5.2	エバネセント波生成による複素自由空間インピーダンス	66
5.3	エバネセント波を増強するメタ表面に対する整合理論	67
5.4	サブ波長集光の数値的検証	68
5.4.1	サブ波長集光メタ表面の設計	68
5.4.2	波動伝搬シミュレーション	70
5.5	サブ波長集光の実験的検証	72
5.5.1	試作	72
5.5.2	近傍界計測	74
5.6	本章のまとめ	78
第 6 章	総括	81
6.1	本研究のまとめ	81
6.2	将来展望	82
付録 A	Γ 点で縮退したハイパボリックメタ表面の Γ 点における群速度の導出	85
付録 B	Γ 点で縮退した反射型メタ表面の反射特性のシミュレーション結果	87
付録 C	伝搬波位相制御のための 3 層構造無反射メタ表面の単位格子の設計	89
付録 D	逆伝搬理論によるメタ表面の透過側の面における電磁界の決定	95
付録 E	エバネセント波制御のための 3 層構造メタ表面の単位格子の設計	97
参考文献		101
業績一覧		115
謝辞		117

記号一覧

k	波数	/m
ω	角周波数	Hz
ϵ_r	誘電体の比誘電率	
$\tan \delta$	誘電体の誘電正接	
Γ	波数空間の原点 ($k = 0$)	
X, Y, M	波数空間上の高対称点	
x, y, z	座標	m
k_x, k_y, k_z	波数の x, y, z 成分	/m
c_0	光速度	299792458 m/s
k_0	自由空間波数 ($= \omega/c_0$)	/m
λ_0	自由空間波長 ($= 2\pi c_0/\omega$)	m
ϵ_0	自由空間の誘電率	8.85×10^{-12} F/m
μ_0	自由空間の透磁率	1.26×10^{-6} H/m
η_0	自由空間インピーダンス ($= \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$)	376 ($\approx 120\pi$) Ω

第1章 序論

この章では、まず研究の動機を述べ、研究の目的を提示する。続く節において、その背景を説明し、最後に本論文の構成について述べる。

1.1 本研究の動機

近年、電磁波の波長に比べて十分に小さな人工構造を2次元的に配列したメタ表面による電磁界の制御技術が精力的に研究されている [1–5]。この技術は極薄構造による電磁界の振幅、位相、偏波などの局所的な制御を可能とし、数多くの応用を生み出しながら目覚ましい発展を遂げている。

従来行われてきた電磁界制御の多くは実空間において取り扱われてきたが、これを波数空間で考えると、一部の伝搬波領域 ($|k| \leq k_0$) における制御に限定されている。伝搬波領域の中でも、波数ゼロの Γ 点 ($k = 0$) の制御は課題が多く、 Γ 点の利用は十分に進められていない。一方で、 Γ 点は波長や位相速度の発散などの特異な性質を有することから、 Γ 点の制御による異常な伝搬現象の開拓が期待されている。周期メタ表面により Γ 点制御を実現し、 Γ 点の特異な性質を活かした異常な伝搬現象を開拓したいというのが本研究の一つ目の動機である。

さらに、従来の電磁界制御ではエバネセント波制御にも理論と実装の両面で課題が多い。そのため、分解能が $\lambda_0/100$ 以下の深超解像 (Deep-subwavelength focusing) の実現には至っていない。従来のエバネセント波を生成するメタ表面の設計では、入射側と透過側で同時に整合がとれておらず、さらなる分解能の向上にはエバネセント波の生成による複素波動インピーダンスを考慮した新たな整合理論の構築が求められる。深超解像に向けた理論構築を行い、非周期の整合メタ表面によるエバネセント波領域を含めた連続的な波数空間制御を実現したい、そしてそれによる異常な伝搬現象を開拓したいというのが本研究の二つ目の動機である。

1.2 本研究の目的

これらの動機に基づいて、本研究では以下のことを目的とする。

1.2.1 周期メタ表面による Γ 点制御の実現

人工メタ表面の周期構造に束縛された導波モードを利用した Γ 点における電磁界制御を実証する。非共振構造の基本モードに対して、 Γ 点における分散制御で非ゼロの群速度を導入して外部結合を増大することによって、 Γ 点における電磁界制御を実現する。さらに、 Γ 点制御と外部結合制御が両立するメタ表面を提案する。これらの Γ 点の高度な電磁界制御によって、これまでは未開拓であった異常透過現象と異常吸収現象を電波領域で実証する。

1.2.2 非周期の整合メタ表面によるエバネセント波領域を含めた連続的な波数空間制御の実現

非周期のメタ表面により、位置に依存したインピーダンス行列を導入し、電波領域における連続的な波数空間の制御を行う。4 端子回路網モデルに基づいた設計を提案し、メタ表面の入射側と透過側の両面で自由空間に整合した整合メタ表面による制御技術を実現する。まず、伝搬波領域 ($|k| \leq k_0$) の制御技術を構築し、遠方界制御による開口面効率の向上を実現する。続いて、本制御技術をエバネセント波領域 ($|k| > k_0$) に拡張するための理論構築を行い、近傍界制御によるサブ波長集光を実証し、深超解像への理論的な可能性を切り拓く。

1.3 本研究の背景

1.3.1 近未来社会に求められる高度な電磁界制御技術

近年、ミリ波帯電磁波の利用が急速に拡大している。大容量の高速情報伝送に向いているという特長から、次世代無線 LAN 規格 (WiGig) や車載レーダーなどにミリ波帯電磁波は利用されている。また、日本では 2020 年度より商用サービスが開始予定の第 5 世代移動通信システム (5G) においても、サブ 6 GHz 帯のほかに 28 GHz 帯 (日本など) や 39 GHz 帯 (米国) が利用されることとなっている [6]。直進性が高いミリ波帯による移動通信システムでは、通信網のエリアゾーニングを構築するためにビームフォーミングなどの高度な電磁界制御が必要とされ、高性能・高機能なアンテナやリフレクタが要求される。

一方で、通信以外の電磁波の利用も拡大している。近未来の IoT 社会では、多種多様なワイヤレスセンサーが協調して環境や物理的状況のモニタリングを行うセンサーネットワークが構築される。これらのワイヤレスセンサーには高感度が要求されるとともに、センサー数が膨大になることから、バッテリーフリーとするためにワイヤレス給電の技術が必要とされる。また、航空宇宙、気象、船舶などの幅広い分野において、レーダーの高感度化のためにレーダー用アンテナのさらなる高利得化の要求が高まっている。こうした要求を満たすために、サブ波長集光などの高度な近傍界制御や、遠方界のアンテナパターン制御の高度化が求められている。

以上のように、近未来のスマート社会の実現には、高性能・高機能なアンテナ、リフレクタ、センサなどのための、これまでには確立していない高度な電磁界制御技術が不可欠である。

1.3.2 人工メタ表面による電磁界制御

人工構造による電磁界制御は、レンズ、アレイアンテナ、リフレクトアレイ、周波数選択表面 (frequency-selective surface, FSS) など、形態や構造を変えて古くから研究されてきた。その中で、メタマテリアルと呼ばれる電磁波の波長に比べて十分に小さな人工構造を周期的または非周期的に配列した人工媒質による高度で柔軟な電磁界制御技術が精力的に研究されている [7–11]。メタマテリアルの初期の研究では、誘電率と透磁率が同時に負となる左手系媒質が実現され [12–16]、それによる負の屈折などの異常な伝搬現象について調べられてきた [16–19]。その後も、変換電磁気学の概念を用いたクロッキング [20–24] や、異方性メタマテリアルによる偏波制御 [25, 26]、磁性体を利用した非相反メタマテリアルの実現 [27, 28] など、メタマテリアルを用いた高度な電磁界制御技術は大きな発展を遂げてきた。最近では、材料パラメータが伝搬波と同程度の時間スケールで変動するという

時空間メタマテリアルと呼ばれる新たな概念 [29, 30] が提案され、メタマテリアルの研究のさらなる進展が期待される。しかしながら、3次元の人工構造であるメタマテリアルは原理的に実装が困難で高損失である。

メタマテリアルのこのような課題を背景にして、サブ波長スケールの人工構造を2次元的に配列したメタ表面による電磁界制御技術が近年大きな注目を集めている [1–5]。メタ表面は厚さが無視できる低損失の2次元構造であり、低コストで量産可能な製造プロセスにより実装できる。さらに、従来の高周波回路との集積化も可能であるなど、メタマテリアルと比べて大きな利点がある。メタマテリアルの設計や解析が有効媒質理論に基づくことと対照的に、厚みを持たないメタ表面に対して実効的な誘電率や透磁率を定義することは合理的でなく、メタ表面の設計や解析は、周期構造に対しては分散特性など、非周期構造に対しては局所的な反射・透過率やシートインピーダンス・シートアドミッタンスなどに着目して行われる。メタ表面はこれまでに、偏波変換 [31]、ホログラム [32]、薄型レンズ [33]、軌道角運動量の多重化 [34, 35] などの興味深い現象や多岐にわたる応用を生み出してきた。また、位置に依存した電気・磁気ダイポールモーメントを導入したメタ表面（ホイヘンス表面と呼ばれる）は、透過波や反射波の振幅・位相分布に対する高自由度の制御が可能であり、アンテナやリフレクタへの応用で精力的に研究されている [36, 37]。最近では、疑似的な SPP (Surface Plasmon Polariton, 表面プラズモンポラリトン) を利用したプラズモニックメタ表面 [38, 39] や、“0” と “1” のデジタルコードを模擬した単位素子からなるデジタルメタ表面 [40, 41] などの新たな概念が提案され、メタ表面の電磁界制御のますますの高度化が期待される。

1.3.1 節で述べたように、近未来社会の実現に向けては高度な電磁界制御技術が不可欠であることから、メタ表面に対する期待は今後ますます高まると考えられる。特に第6世代移動通信システム (6G) では、100 GHz を超える周波数帯の利用が見込まれ、従来とは根本的に異なるアプローチでの通信網の構築が必要とされることから、メタ表面などをベースとした “Large Intelligent Surface” が基盤技術と捉えられている [42–44]。そのため、メタ表面による電磁界制御技術の利用は、2030 年代の 6G 導入とともに、急速に拡大すると予想される。

ここで、メタ表面による電磁界制御技術を波数空間で考えると、従来の電磁界制御では一部の伝搬波領域 ($|k| \leq k_0$) における制御に限定されている。たとえば、ホイヘンス表面によるアンテナ遠方界制御などにおいては、伝搬波領域の制御で十分である。これに対して、伝搬波領域の中でも波数ゼロの Γ 点 ($k = 0$) における制御や、エバネセント波領域 ($|k| > k_0$) の制御は、伝搬波領域の制御だけでは実現しえない現象や応用を可能にする一方で、以下で述べるように課題が多く、十分な開拓がまだ行われていない。

1.3.3 Γ 点制御の現状

波数ゼロの Γ 点は波長や位相速度の発散などの特異な性質を有することから、 Γ 点における電磁波の制御による異常な伝搬現象の開拓が期待されている。従来は屈折率がゼロに近い NZI (Near-zero-index) 物質による Γ 点制御が試みられてきた [45–48]。光領域では金属や半導体でも NZI の特性は実現するものの [49, 50]、より高度な制御を行うためには、またマイクロ波・ミリ波帯の電波領域での制御を行うためには、カットオフ近傍の導波管 [51, 52] やフォトニック結晶、メタマテリアル・メタ表面などの人工構造 [53–55] によって NZI 物質は実現される。透磁率 μ_r は 1 で誘電率 ϵ_r のみがゼロとなる NZI 物質では (EZI (Epsilon-zero-index) 物質と呼ばれる)、屈折率 $n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} = 0$ となる一方で、インピーダンス $Z = \sqrt{\mu_r / \epsilon_r}$ が発散するために、自由空間との不整合が生じる。一方で、誘電

率と透磁率が同時にゼロとなる場合には、有限のインピーダンスを得る。これを波数空間の分散特性で見ると、EZI 物質では、 Γ 点付近の分散は 2 次関数的になり、 Γ 点で群速度はゼロになる。それに対して、 Γ 点で $\epsilon_r = \mu_r = 0$ となる場合には、複数モードの線形分散が Γ 点で交差するディラックコーン分散が形成され、 Γ 点で非ゼロの群速度を有する。以上のことから、 Γ 点制御による様々な放射・透過型の応用を開拓するためには、 Γ 点で非ゼロの群速度を有するディラックコーン分散を実現することで、インピーダンスを有限とし、物質と垂直入射波の間の結合を増大する必要がある。

特定の対称性を持つ周期構造に Γ 点で偶然縮退を導入することで、 Γ 点でディラックコーン分散を形成できることが知られている [53, 56–58]。これまでに、誘電体ピラーを 2 次元的に配列したフォトニック結晶による Γ 点制御によって、メタマテリアルの同相励振を実現し、ビームフォーミングやレンズ、クローキングなどの高度な透過制御を実証したことが報告されている [53, 54]。一方で、これらのディラックコーン物質は厚さが波長オーダーのバルキーな構造である。厚さがサブ波長オーダーの構造によりディラックコーン分散を実現した報告もあるが [55]、外部結合を確保するためには共振型の素子構造が必要であり、フォトニック結晶の折り返しモードによる複雑な分散特性を利用している。

一方で、非共振の周期メタ表面として、CRLH (Composite Right/Left-handed, 右手系左手系複合) 線路がある [59–61]。CRLH 線路では、回路基板の浮遊リアクタンスに加えて直列のキャパシタンスと並列のインダクタンスが人工的に導入されており、周期構造に束縛された導波モードが放射領域に存在する。基本モードである LH (Left-handed, 左手系) モードと RH (Right-handed, 右手系) モードの外部入射波との結合を利用した様々な応用が提案されている [62–65]。ところが、一般の CRLH 線路では LH モードと RH モードの間にバンドギャップがあり、 Γ 点の群速度がゼロとなるために (図 1.1(a))、CRLH 線路による Γ 点の利用は限られていた。

本研究の第 2, 3 章では、 Γ 点で縮退を導入した CRLH 線路によるディラックコーン分散 (図 1.1(b)) の実現によって、非共振の周期メタ表面の基本モードを利用した Γ 点制御を実証する。さらに、 Γ 点制御と両立した外部結合制御を実現する。これらの Γ 点の高度な制御により、 Γ 点の特異な性質を利用した異常伝搬現象として異常透過現象と異常吸収現象を開拓する。

1.3.4 エバネセント波制御の現状

近傍界におけるエバネセント波領域 ($|k| > k_0$) の制御は、サブ波長サイズの領域への電磁波の局在化を可能にし、サブ波長集光やワイヤレス給電、極薄の吸収体などの応用に

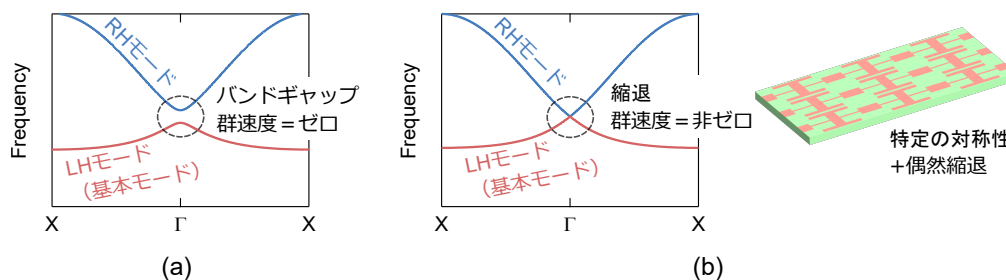


図 1.1: (a) 一般の CRLH 線路の分散特性。 Γ 点でバンドギャップがあり、群速度がゼロとなる。(b) Γ 点で縮退した CRLH 線路。特定の対称性を持つ周期構造に Γ 点で偶然縮退を導入することで、 Γ 点で非ゼロの群速度を有するディラックコーン分散を形成できる。

つながる [66–69]。その中でも、サブ波長集光は回折限界を超えた超解像レンズを実現し、超解像のイメージングやセンシングを可能にするため、大きな関心を集めている。

光領域におけるサブ波長集光は、金属薄膜の SPP 励起 [70–72] や、局所的な位相補償 [33, 73–75] によって実現されてきた。前者の例としては、35 nm 厚の Ag フィルムのスーパーレンズ効果により、 $\lambda_0/6$ の分解能でナノ構造のパターン転写を実証した報告がある [70]。後者の例としては、TiO₂ のナノサイズの柱を非周期に配列したメタ表面の局所的な位相補償により、開口数 0.8 の極薄レンズを実現し、 $\lambda_0/6$ の解像度を実証した報告がある [33]。一方でマイクロ波帯では、メタ表面によるエバネセント波の生成と制御が試みられている。所望のエバネセント波を生成するために、局所的に振動する非周期リアクタンス面として機能するメタ表面が導入され、ヌル間ビーム幅で $\lambda_0/20$ のサブ波長集光が実証された [76]。しかしながら、従来のエバネセント波を生成するメタ表面の設計では、入射側と透過側で同時に整合がとれておらず、さらなるビーム幅の縮小には理論的・技術的課題がある。分解能が $\lambda_0/100$ 以下の深超解像を開拓するためには、 $100k_0$ 以上の超高波数成分を含めた制御が必要であるが、その実現にはメタ表面のための新たな整合設計理論の構築が求められる。

本研究の第 4, 5 章では、入射側と透過側の両面で自由空間に整合した整合メタ表面による電磁界制御技術を実現する。深超解像に向けた理論構築として、エバネセント波の生成による複素波動インピーダンスを厳密に考慮したメタ表面の整合設計理論を提案する。本研究の設計では、入射側の実定数の波動インピーダンス η_0 と透過側の位置に依存する複素波動インピーダンス $\eta_{\text{eva}}(x)$ に対して同時に整合するメタ表面を実現するために、各単位格子のインピーダンス行列の設計に複素波動インピーダンスを考慮した 4 端子回路網モデルを導入する (図 1.2)。これにより、所望のエバネセント波を含む波数成分の制御と増強が可能なメタ表面を実現する。

1.4 本論文の構成

前節で述べた背景を踏まえ、ここでは 1.2 節で述べた研究目的に対して行った研究を、本論文でどのように説明していくかについて述べる。

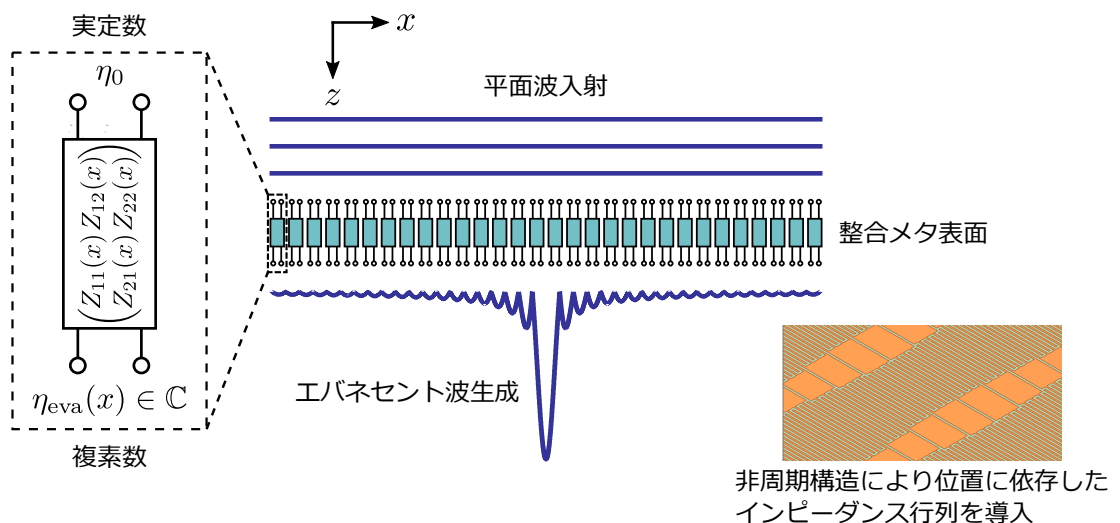


図 1.2: 両面で整合したメタ表面によるエバネセント波生成の模式図。

まず、1.2.1 節で述べた第一の目的「周期メタ表面による Γ 点制御の実現」についての研究を第 2 章、第 3 章で述べる。

第 2 章 Γ 点制御による異常透過現象

第 2 章では Γ 点制御による異常透過現象について述べる。これは完全開口面効率開口の新たな実現法を開拓したものである。まず、 Γ 点で縮退し群速度が非ゼロとなる、ハイパボリックな異方性をもつ分散特性を有する透過型メタ表面を実現し、それによる異方的な Γ 点制御を実証する。メタ表面によるレンズとは異なる原理のコリメーションにより、垂直入射波の透過利得が増大する異常透過現象をミリ波帯で実証する。

第 3 章 Γ 点制御による異常吸収現象

第 3 章では Γ 点制御による異常吸収現象について述べる。これは、 Γ 点の電磁界制御に外部結合の独立制御を導入することで、超極薄の完全電波吸収体を実現したものである。1 ポート共振器モデルの臨界結合状態を用いた完全吸収の理論を提案し、外部結合制御を導入した Γ 点で縮退した反射型メタ表面を実現することで、超極薄構造で垂直入射波を完全吸収する異常吸収現象を実証する。

つぎに、1.2.2 節で述べた第二の目的「非周期の整合メタ表面によるエバネセント波領域を含めた連続的な波数空間制御の実現」についての研究を第 4 章、第 5 章で述べる。

第 4 章 伝搬波位相制御による開口面効率の向上

第 4 章では伝搬波位相制御による開口面効率の向上について述べる。これは、低背・高利得の大開口アンテナの高性能化に資するものである。まず、非周期構造の無反射メタ表面による伝搬波領域の位相制御を実現する。本制御技術の有効性の検証として、X 帯レーダー用大開口アンテナを取り上げ、メタ表面による開口面位相の局所的な制御によって、開口面効率の向上を実現する。

第 5 章 エバネセント波制御によるサブ波長集光

第 5 章ではエバネセント波制御によるサブ波長集光について述べる。これは、深超解像の実現に向けた理論構築を行ったものである。エバネセント波の生成による複素波動インピーダンスを厳密に考慮したメタ表面の整合理論を構築し、所望のエバネセント波を含む波数成分の制御と増強が可能なメタ表面を実現する。さらに、実現したメタ表面により、サブ波長集光を実証する。

第2章 Γ 点制御による異常透過現象

この章では、 Γ 点における電磁界制御を利用したミリ波帯異常透過現象について述べる。まず、本章で示す研究の背景として、これまでの異常透過現象に関する研究を紹介した後、メタ表面によるミリ波帯異常透過現象の概要を述べる。本章では Γ 点で縮退した透過型ハイパボリックメタ表面を提案し、異常透過現象を実証する。提案するメタ表面の理論や設計について述べた後に、メタ表面による異常透過現象が数値的、実験的に実証されたことを述べる。最後に、 Γ 点で縮退したメタ表面に外部結合制御を導入し、異常透過現象の外部結合依存性を議論する。

2.1 研究背景

光領域において、金属膜中のサブ波長径の周期的なホールアレイに対して、特定の波長の透過率がホールアレイの開口率を大幅に超えるという異常透過現象は、1998年の発見以来多くの関心を集めている [77, 78]。この現象は、金属膜の両面で励起されたSPPがホールアレイを介して結合し、金属膜の透過側に再放射することで起こると考えられてきた [79–81]。最近の研究では、この現象のミクロなメカニズムを明らかにするためにSPPの物理モデルが詳細に解析され [82, 83]、この現象が回折異常により引き起こされることが明らかにされた [84–86]。また、異常透過現象は学術的に興味深い現象であるだけでなく、高解像度フォトリソグラフィ [87]、近接場顕微鏡 [88]、高選択性バンドパスフィルタ [89] などの様々な応用への可能性を秘めている。

異常透過現象は光領域で精力的に研究されてきたものの、自然界に存在する物質ではSPPを励起できないマイクロ波・ミリ波帯では、SPPを利用した異常透過現象の実現は困難である。Wentらは、金属格子におけるFabry-Perot共振を利用することで、26.5 GHz～40 GHzにおける周波数選択性の異常透過を実証した [90]。ミリ波帯における異常透過は、サブ波長幅のスリットアレイ [91, 92] やホールアレイ [93] によっても実証された。また、準周期的な金属ホールアレイ間の自己無撞着相互作用における共振を利用した透過率の増大が、2 GHz～18 GHzにおいて観測されている [94]。これらの先行研究では、金属膜の開口率を大幅に超えた透過率は観測された。しかしながら、金属膜がない状態の透過率を上回るほどの透過率の増大はまだ報告されていない。

2.2 メタ表面によるミリ波帯異常透過現象の概要

本章では、 Γ 点で縮退したハイパボリックメタ表面を提案し、垂直入射波の透過利得が増大する異常透過現象をミリ波帯で実証する。図 2.1 にメタ表面による異常透過現象の模式図を示す。ここで、送信アンテナが空間に放射したエネルギーのうち受信アンテナに伝搬するエネルギー輸送量の割合からなる受信・送信アンテナ間の透過率が、アンテナ間が空の状態よりもメタ表面を通過した方が増大することを異常透過現象と定義する。異常透過現象は、メタ表面を通過する透過波のビーム幅が狭まることで実現する。すなわち、透過

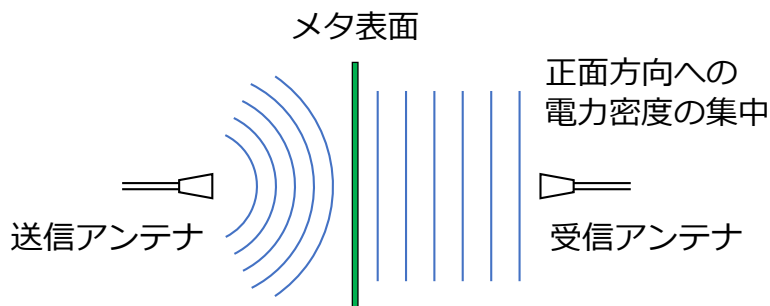


図 2.1: メタ表面の Γ 点における等位相励振を利用した異常透過現象の模式図。

の増大は正面方向の電力密度の集中のために受信・送信アンテナ間のエネルギー輸送量が増大したことの帰結であり、エネルギー保存則に反するものではない。垂直入射波によって、メタ表面の導波モードは Γ 点で同相同振幅で励振し、メタ表面が等価的に拡がった等位相開口面として働くことで、ビーム幅の縮小や透過利得の増大が実現される。光領域の異常透過現象は SPP の再放射による開口面効率の増大によって実現したが、メタ表面によるミリ波帯の異常透過現象では Γ 点の導波モードの再放射によって開口面効率の増大を実現する。

実際には、正面方向の異常透過現象を実現するために、メタ表面の設計において以下の 2 点を考慮する。

- 1) Γ 点における導波モードが垂直入射波によって効率的に励振されること。
- 2) 交差偏波方向へのエネルギー流出が抑制されること。

1) のために、CRLH 線路理論に基づいて [59–61]、 Γ 点における LH モードと RH モードの縮退を導入し、 Γ 点において非ゼロの群速度を有するように設計する。また、提案するメタ表面の導波モードは基板の両面の平行 2 線路の基本モードで動作し、電磁界分布の空間的な変動が小さいことから、垂直入射波と強く結合する。ここで特定の対称性を有するフォトニック結晶にも Γ 点における縮退を導入できるが [57, 58]、フォトニック結晶の導波モードは Brillouin zone の境界での折り返しによる空間高次モードであるために、その電磁界分布は空間的に大きく変動し、入射波と効率的に結合することができない。2) については、ハイパボリックな異方性を持った分散特性となるように、すなわち屈折率や群速度のテンソル成分が方向によって符号が異なるようにするために [95]、異方的な単位格子を導入する。これらの方針に従って提案されたメタ表面によって、垂直入射波の透過利得が増大する異常透過現象をミリ波帯で実証する。なお、レンズの集光による透過利得の増大には焦点距離の制約があるのに対し、本章のメタ表面による異常透過現象は放射源からの距離に基本的には依存せず、放射システムのより柔軟な設計を可能にする。

2.3 Γ 点で縮退した透過型ハイパボリックメタ表面

提案するハイパボリックメタ表面を図 2.2 に示す。誘電体基板の両面に金属周期パターンが形成された透過型のメタ表面である。図 2.2(b) と (c) に単位格子を示す。金属パターンはビアがなく、通常の回路印刷技術で実装可能である。金属パターンは基板の両面に対称的に配置され、両面の線路に逆向きの信号が流れる差動モードを伝搬する。 y 方向のシャント枝でつながった金属パッチが仮想グラウンドとして働く。ここで、単位格子は D_{2h} の

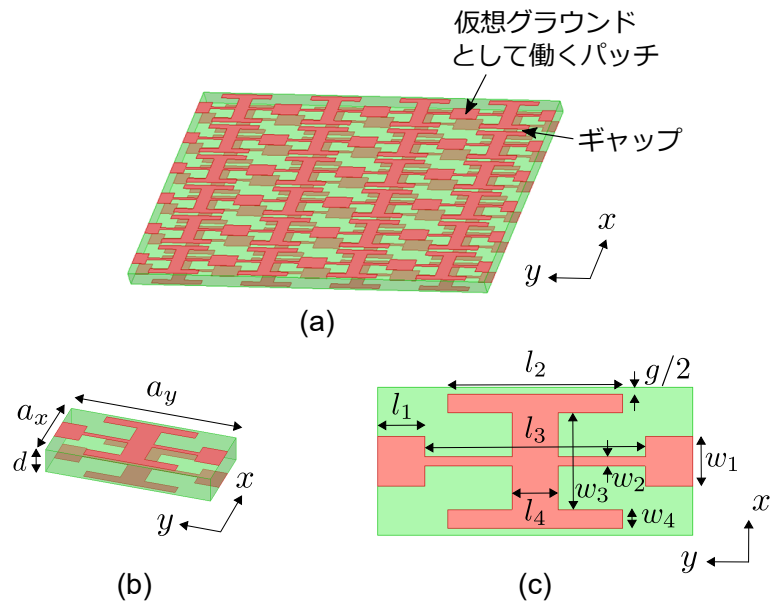


図 2.2: 提案する透過型ハイパボリックメタ表面。(a) 全体図。(b) 単位格子。(c) 金属パターンの寸法。

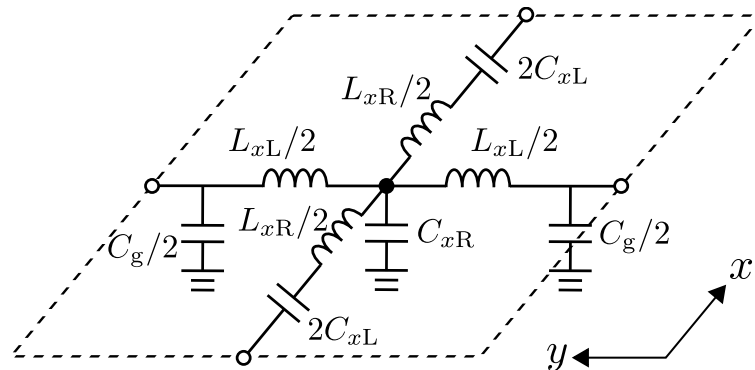


図 2.3: 提案するメタ表面の単位格子の等価回路。

対称性を持つが、フォトニック結晶に対する群論を用いた解析からも D_{2h} の対称性を持つ構造は Γ 点縮退を導入可能であると導かれている [57, 58]。

提案する構造の分散特性を等価回路モデルで解析する。2次元構造を伝搬する差動モードについては、単位格子の等価回路は図 2.3 で与えられる。ここで、 C_{xL} と L_{xR} はそれぞれ x 方向の単位格子当たりのキャパシタンスとインダクタンスであり、 L_{xL} は y 方向の単位格子当たりのインダクタンスであり、 C_{xR} と C_g はそれぞれグラウンドと仮想グラウンドへのシャントキャパシタンスである。通常の CRLH 線路 [59–61] と同じように、 x 方向の伝搬に対しては (C_{xL}, L_{xL}) と (C_{xR}, L_{xR}) がそれぞれ LH と RH の素子として働く。LH の素子である C_{xL} と L_{xL} は、 x 方向に隣接する単位格子間の小さなギャップと、 y 方向に隣接する単位格子と仮想グラウンドをつなぐ細いシャント枝にそれぞれ起因する。一方で、RH の寄生性の素子である C_{xR} と L_{xR} はそれぞれシャントキャパシタンスと直列のインダクタンスである。ここで、図 2.3 の等価回路においては、両面の線路に同じ向きの信号が流れるコモンモードの伝搬を無視している。このことの妥当性については、2.5 節で示す

コモンモード伝搬を含めた電磁界シミュレーションによって確かめられる。

Bloch-Floquet の周期境界条件を図 2.3 の等価回路に適用すると、以下の 2 次元分散関係式が得られる。

$$\frac{(e^{-jk_x a_x} - 1)^2}{Z_x(\omega)e^{-jk_x a_x}} + \frac{(e^{-jk_y a_y} - 1)^2}{Z_y(\omega)e^{-jk_y a_y}} - 2Y(\omega) = 0. \quad (2.1)$$

ここで、 k_x と k_y は x 方向と y 方向の波数、 a_x と a_y は x 方向と y 方向の格子定数、 ω は角周波数を表す。また、 $Z_x(\omega)$ と $Z_y(\omega)$ は x 方向と y 方向の枝のインピーダンス、 $Y(\omega)$ はグラウンドへのシャントアドミッタンスを表し、それぞれ次式で与えられる。

$$Z_x(\omega) = \frac{2}{4 - \omega^2 C_g L_{xL}} \left(\frac{1}{j\omega C_{xL}} + j\omega L_{xR} \right), \quad (2.2)$$

$$Z_y(\omega) = \frac{1}{2} j\omega L_{xL}, \quad (2.3)$$

$$Y(\omega) = j\omega (C_{xR} + C_g) - \frac{1}{4} j\omega^3 C_{xR} C_g L_{xL}. \quad (2.4)$$

(2.1) 式に $k_x = k_y = 0$ を代入することにより、 Γ 点の角周波数は 0、 ω_{se} 、 ω_{sh} の 3 つの解を持つことがわかる。ここで、 ω_{se} と ω_{sh} は次式で与えられる。

$$\omega_{se} = \frac{1}{\sqrt{C_{xL} L_{xR}}}, \quad (2.5)$$

$$\omega_{sh} = \sqrt{\frac{4(C_{xR} + C_g)}{C_{xR} C_g L_{xL}}}. \quad (2.6)$$

3 つの解のうち、 Γ 点の角周波数がゼロとなる直流 (DC) 解は (2.1) 式の数学的に自明な解であり、DC 印加時に y 方向に隣接する単位格子間の電位差が任意の値を取りうることから物理的に理解できる。 Γ 点の角周波数がゼロとなるモードは x 方向にはフラットモードであるのに対し、 y 方向には RH モードで伝搬する。一方で、 ω_{se} と ω_{sh} はそれぞれ x 方向の枝の回路素子 (C_{xL} , L_{xR}) の共振角周波数と y 方向枝のインダクタンス (L_{xL}) およびシャントキャパシタンス (C_{xR} , C_g) の共振角周波数として理解できる。単位格子の回路素子値が

$$\frac{L_{xR}}{L_{xL}} = \frac{C_{xR} C_g}{4(C_{xR} + C_g) C_{xL}} \quad (2.7)$$

を満たす条件下では、CRLH 線路の平衡条件 [59–61] に相当し、 ω_{se} と ω_{sh} は縮退する (すなわち $\omega_{se} = \omega_{sh}$)。

Γ 点の角周波数が ω_{se} と ω_{sh} となる 2 つのモードについて、(2.1) 式から計算した分散特性と等周波数線をそれぞれ図 2.4 と図 2.5 に示す。図 2.4(a) と図 2.5(a) は $\omega_{se} < \omega_{sh}$ の典型例、図 2.4(b) と図 2.5(b) は $\omega_{se} = \omega_{sh}$ の典型例、図 2.4(c) と図 2.5(c) は $\omega_{se} > \omega_{sh}$ の典型例を示す。図 2.5 より、高周波側のモード (図 2.5 の右側) はハイパボリック (双曲線) な等周波数線を持つことがわかる。特に $\omega_{se} < \omega_{sh}$ の場合には (図 2.4(a)、2.5(a))、 Γ 点の近傍において群速度は x 方向には正值、 y 方向には負値をとり (ただし Γ 点では群速度は方向によらずゼロ)、この構造はハイパボリック媒質 (あるいは不定媒質と呼ばれる) の特性を明確に示している [95]。ここで、提案する構造のハイパボリックな等周波数線は波数空間上で無限に拡がっている。そのため、既存のハイパボリックメタマテリアルと同様に、この構造は高波数状態を持って状態密度に広帯域の特異性を示し、負の屈折やサブ波長解像イメージング、自然放出過程の制御などの様々な特徴的な現象や応用につながる可能性がある [96–98]。

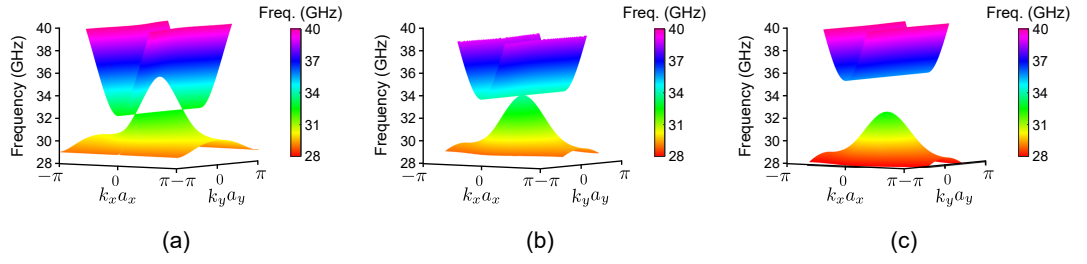


図 2.4: 等価回路解析から求まる 2 次元分散特性。(a) $\omega_{se} < \omega_{sh}$ の場合 ($C_{xL} = 0.02$ pF, $L_{xL} = 2.0$ nH, $C_{xR} = 0.12$ pF, $L_{xR} = 1.2$ nH, $C_g = 0.06$ pF)。(b) $\omega_{se} = \omega_{sh}$ の場合 ($C_{xL} = 0.02$ pF, $L_{xL} = 2.2$ nH, $C_{xR} = 0.12$ pF, $L_{xR} = 1.1$ nH, $C_g = 0.06$ pF)。(c) $\omega_{se} > \omega_{sh}$ の場合 ($C_{xL} = 0.02$ pF, $L_{xL} = 2.4$ nH, $C_{xR} = 0.12$ pF, $L_{xR} = 1.0$ nH, $C_g = 0.06$ pF)。

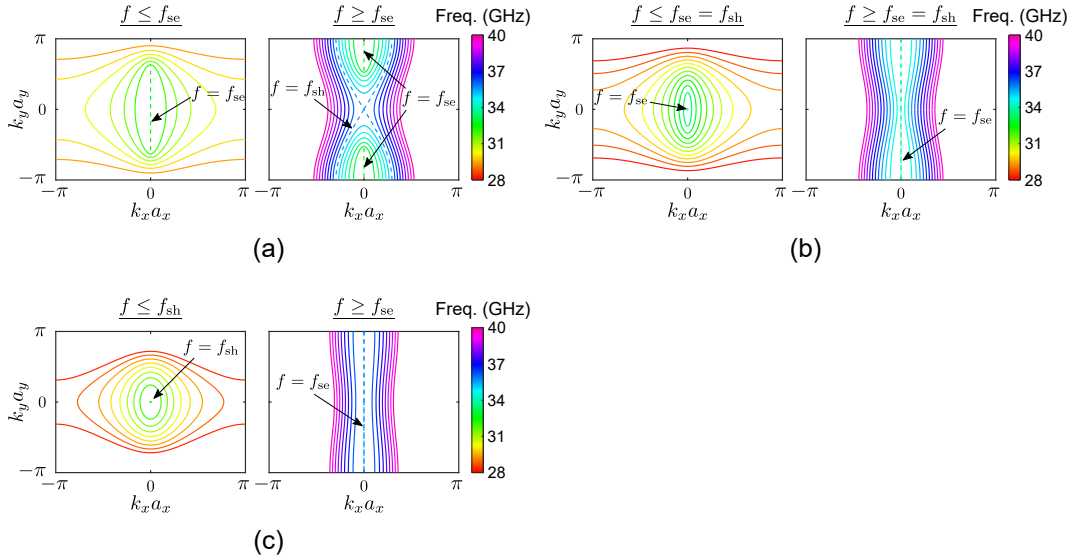


図 2.5: 図 2.4 の等周波数線。(a) $\omega_{se} < \omega_{sh}$ の場合 (図 2.4(a) と同条件)。(b) $\omega_{se} = \omega_{sh}$ の場合 (図 2.4(b) と同条件)。(c) $\omega_{se} > \omega_{sh}$ の場合 (図 2.4(c) と同条件)。図中の f は周波数、 $f_{se} = \omega_{se}/2\pi$ 、 $f_{sh} = \omega_{sh}/2\pi$ を表す。

次に、提案する構造の Γ 点における伝搬を考察する。 $\omega_{se} = \omega_{sh}$ となる平衡条件下では (図 2.4(b)、2.5(b))、2 つのモードの Γ 点における x 方向の群速度 $v_{gx}(\Gamma)$ は次式で与えられる (式の導出は付録 A を参照)。

$$v_{gx}(\Gamma) = \pm \frac{1}{2} \frac{a_x}{\sqrt{C_{xR} L_{xR}}} \sqrt{\frac{C_g}{C_{xR} + C_g}}. \quad (2.8)$$

この式より平衡条件下では $|v_{gx}(\Gamma)|$ は非ゼロの値をとることがわかる。一方で、式 (2.7) が満たされない $\omega_{se} \neq \omega_{sh}$ の非平衡条件下では、 v_{gx} は Γ 点でゼロとなる。ここで、平衡条件下における $|v_{gx}(\Gamma)|$ は $1/2\sqrt{C'_{xR} L'_{xR}}$ より小さくなる ($C'_{xR} = C_{xR}/a_x$ と $L'_{xR} = L_{xR}/a_x$ はそれぞれ単位長さ当たりの RH 素子)。さらに、媒質中の波の伝搬速度 $1/\sqrt{C'_{xR} L'_{xR}}$ は真空中の光速 c_0 よりも必ず遅くなるため、 Γ 点における x 方向の群速度は常に光速の $1/2$ よりも小さくなる ($|v_{gx}(\Gamma)| < c_0/2$)。 y 方向の伝搬については、平衡条件下でも非平衡条件下でも、2 つのモードの群速度は Γ 点で常にゼロとなる (付録 A を参照)。その結

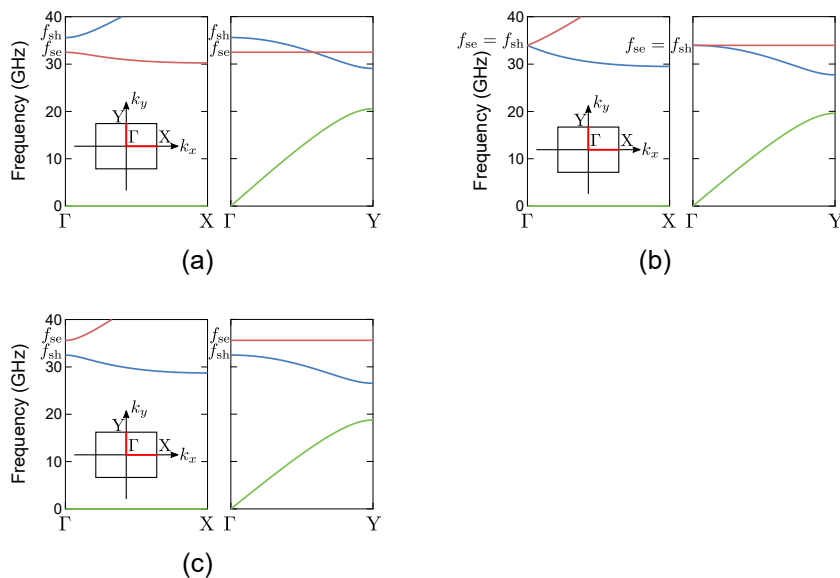


図 2.6: Brillouin zone の境界に沿った分散特性。(a) $\omega_{se} < \omega_{sh}$ の場合 (図 2.4(a) と同条件)。(b) $\omega_{se} = \omega_{sh}$ の場合 (図 2.4(b) と同条件)。(c) $\omega_{se} > \omega_{sh}$ の場合 (図 2.4(c) と同条件)。

果、平衡条件下における Γ 点の導波モードは、非ゼロの群速度を有する x 方向に強く方向づけられる。

上述した x 方向と y 方向の異方的な伝搬を示すために、Brillouin zone の境界の Γ -X と Γ -Y の経路に沿った分散特性を図 2.6 に示す。ここで X と Y はそれぞれ $(k_x a_x = \pi, k_y a_y = 0)$ と $(k_x a_x = 0, k_y a_y = \pi)$ に位置する波数空間上の高対称点を表す。図より、 Γ -X の経路では、この構造は DC のフラットモードのほかに LH モードと RH モードを保持することがわかる。対照的に、 Γ -Y の経路では、DC から伝搬する RH モードのほかに、 Γ 点の角周波数がそれぞれ ω_{se} と ω_{sh} のフラットモードと LH モードが保持される。図 2.6(a) と (c) の非平衡条件下では、 ω_{se} と ω_{sh} の間の周波数にバンドギャップが存在し、 Γ 点の群速度は全方向にゼロとなる。一方で図 2.6(b) の平衡条件下では、バンドギャップは閉じ、 Γ 点の群速度は x 方向には非ゼロ、 y 方向にはゼロとなる。 Γ 点における導波モードの伝搬を促して異常透過現象を実現するために、2.4 節では非ゼロの群速度の導入を設計する。本節で示した Γ 点で縮退したハイパボリックメタ表面の特徴的な伝搬特性によって、入射波の偏波選択性を有する異常透過現象が実現される。

2.4 Γ 点の縮退の設計

有限要素法電磁界シミュレータ HFSS による 2 次元周期境界条件下の固有値解析によって、導波モードが Γ 点で縮退するようにメタ表面を設計した。ここで、 x 方向と y 方向には Master / Slave 境界を課し、 z 方向には PML (Perfectly matched layer, 完全吸収層) 境界を課した。

シミュレーションでは、誘電体基板のパラメータは厚さ $d = 0.508$ mm、比誘電率 $\epsilon_r = 2.17$ 、誘電正接 $\tan \delta = 0.0009$ とし、金属パターンの導電損失は HFSS の有限導電率境界において導電率を 5.8×10^7 S/m とすることで導入した。Ka バンドの中央の 34 GHz の Γ 点で LH モードと RH モードが縮退し、 x 方向に非ゼロの群速度を有するように、単位格子の金属パターンの寸法を最適化した。最適化プロセスにおける寸法パラメータの初期値は、エル

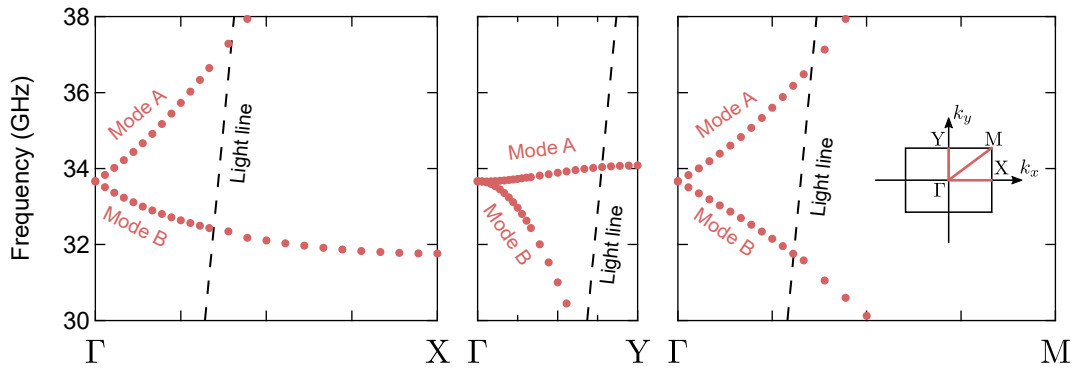


図 2.7: 提案するメタ表面の Γ -X、 Γ -Y、 Γ -M の経路に沿った分散特性のシミュレーション結果。

サレムクロス型の単位格子の反射型メタ表面の先行研究 [99] を参考に決めた。最適化した寸法パラメータを表 2.1 にまとめる。格子定数は、 x 方向が $a_x (= w_3 + 2w_4 + g) = 1.6$ mm、 y 方向が $a_y (= 2l_1 + l_3) = 3.42$ mm である。なお、平行 2 線路で励振された単一の単位格子に対する ABCD パラメータを電磁界シミュレーションより数値的に求め、そこから等価回路パラメータを抽出すると、 $C_{xL} = 0.011$ pF、 $L_{xL} = 1.5$ nH、 $C_{xR} = 0.16$ pF、 $L_{xR} = 2.0$ nH、 $C_g = 0.097$ pF と推定された。ここで、 Γ 点では導波モードの波長は無限大となるため、メタ表面は Γ 点において自動的に一様媒質とみなされる。

表 2.1: 単位格子の金属パターンの寸法パラメータ。

	Length (mm)		Length (mm)
l_1	0.51	w_1	0.54
l_2	1.9	w_2	0.1
l_3	2.4	w_3	1.05
l_4	0.5	w_4	0.2
		g	0.15

最適化した構造に対する電磁界シミュレーションより得られた Γ -X、 Γ -Y、 Γ -M の経路に沿った分散特性を図 2.7 に示す。ここで M は波数空間上の ($k_x a_x = k_y a_y = \pi$) に位置する高対称点を表す。図より、34 GHz の Γ 点において、Mode A (RH バンド) と Mode B (LH バンド) の間にはシミュレーションの数値誤差の範囲内でバンドギャップがなく、 Γ 点の縮退が実現したことがわかる。さらに、Mode A と Mode B の両方で Γ 点の群速度は、 x 方向には非ゼロ、 y 方向にはゼロとなり、等価回路解析から予測された異方的な伝搬特性が実現したことを確認できる。ここで、 Γ -Y の経路における Mode A を見ると、 Γ 点近傍では等価回路解析の予測通りにフラットモードであるが、図 2.7 の実解析では波数が増えるにつれて若干の RH 特性を示している。等価回路解析とのこの不一致の原因は、 Γ 点から離れるにつれて有限の導波モード波長にともなう単位格子の離散化の影響が現れるためと考えられる。

垂直入射波によってメタ表面の導波モードを励振することが可能か調べるために、金属パターン上を流れる表面電流分布を計算した。電磁界シミュレーションの固有値解析より求めた、Mode A と Mode B の Γ 点における表面電流分布を図 2.8(a) に示す。図より、Mode

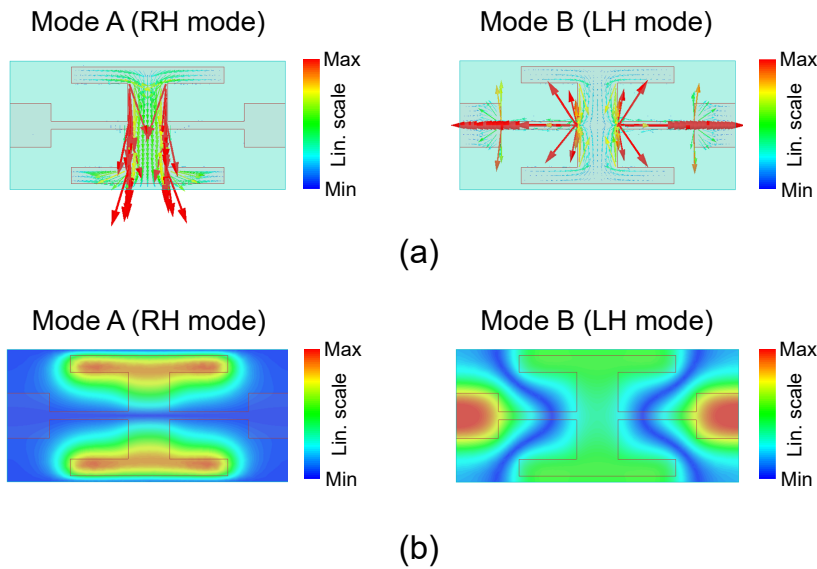


図 2.8: Γ 点における (a) 表面電流分布と (b) 基板中心面の電界振幅分布のシミュレーション結果（線形スケール）。

A では金属パターン上を x 方向に流れる実電流があるが、Mode B では 2 本のシャント枝に逆方向に流れる電流がキャンセルし、実電流はないことが確認される。この結果から、メタ表面の導波モードは x 方向の入射電界に選択的に結合することがわかる。

電磁界シミュレーションの固有値解析より求めた、Mode A と Mode B の Γ 点における誘電体基板の中心面上の電界振幅分布を図 2.8(b) に示す。図より、Mode A と Mode B ではそれぞれ x 方向と y 方向の枝に電界が集中していることが確認できる。2.3 節の等価回路解析では、フラットモード (Mode A) と LH モード (Mode B) は Γ 点の角周波数がそれぞれ ω_{se} と ω_{sh} で、それぞれ x 方向と y 方向の枝の共振に対応していたが、図 2.8 の電界振幅分布の結果もこのことと整合しており、確かにメタ表面の構造は Γ 点で共振している。ただし、 Γ 点で共振モードを縮退させ、非ゼロの群速度を有するように分散特性を高度に設計するという点において、提案するメタ表面の動作原理は周波数選択表面 [100,101] などの従来の共振構造とは異なる。また、電磁界シミュレーションではコモンモード伝搬も考慮したが、関心のある Γ 点の周波数付近では差動モード伝搬が支配的であることをシミュレーションから確認した。このことは、2.3 節で議論した差動モードに対する等価回路解析が少なくとも Γ 点近傍では妥当であることを示す。

2.5 異常透過現象の数値的検証

設計した Γ 点で縮退したハイパボリックメタ表面による偏波選択性を有する異常透過現象を数値的に検証するために、HFSS の伝搬解析による電磁界シミュレーションを実施した。シミュレーションの解析空間の構成を図 2.9(a) に示す。31 個の単位格子が x 方向に連なった鎖を解析空間の中央に用意し、解析空間の上部に位置する小さな直方体の上面からの入射波がその鎖に照射される。入射波の周波数は、図 2.7 で得られた Γ 点周波数のシミュレーション結果である 33.67 GHz に設定した。 y 方向に無限に広がる周期構造を模擬するために、解析空間の zx 面に平行な境界は完全磁気壁 (perfect magnetic conductor, PMC) に設定した。低利得・小開口のポートから x 方向の電界を持つ入射波が照射されるように、上部の直方体の yz 面に平行な境界は完全電気壁 (perfect electric conductor, PEC) に設定

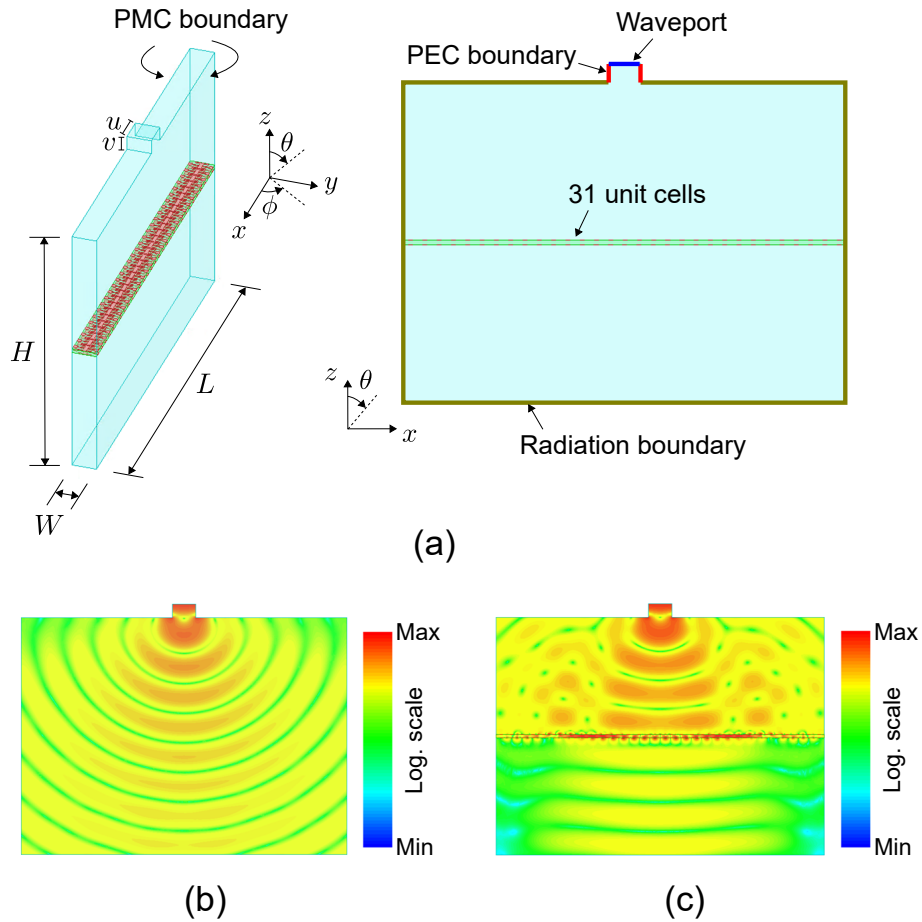


図 2.9: 異常透過現象の電磁界シミュレーション。(a) 解析空間の構成。(b) メタ表面がない場合と (c) メタ表面がある場合の電界振幅分布 (対数スケール)。

した。その他の境界は放射境界とした。解析空間の寸法は、 $H = 36 \text{ mm}$ 、 $L = 49.6 \text{ mm}$ ($= 31a_x$)、 $W = 3.42 \text{ mm}$ ($= a_y$) とし、直方体の寸法は、 $u = 3.556 \text{ mm}$ ($= \text{WR-28}$ 矩形導波管の短辺の長さ)、 $v = 2 \text{ mm}$ と設定した。比較のために、メタ表面がない場合についてもシミュレーションを実施した。

メタ表面がない場合とある場合の xz 面における電界振幅分布のシミュレーション結果を図 2.9(b) と (c) に示す。メタ表面がない場合、図 2.9(b) のように入射波は入射ポートから円筒状に放射されるが、メタ表面がある図 2.9(c) では、入射波はメタ表面を通過すると xy 面に平行な波面を持つ平面波に変換されることがわかる。図 2.9(c) の位相変換はメタ表面が Γ 点で同相励振することに起因すると考えられる。ここで、メタ表面の導波モードは x 方向の入射電界に選択的に結合するため (図 2.8(a) を参照)、メタ表面の動作は偏波選択性を持つ。

このことを図示するために、直交偏波入射によるシミュレーションを追加で実施した。31 個の単位格子が直交方向 (図 2.2(a) の y 方向) に連なった鎖が、鎖に沿った y 方向の電界を持つ入射波に照射された際の電界振幅分布を計算した。解析空間と境界条件を図 2.10(a) に示す。この解析における解析空間の幅は $31a_y = 106.02 \text{ mm}$ である。図 2.10(b) に解析結果を示す。図 2.10(b) より、図 2.9(c) で観測された位相変換は、直交偏波入射時には生じないことがわかる。

図 2.9(c) で観測された波面の位相変換により、開口面効率が增大し、指向性が向上する。

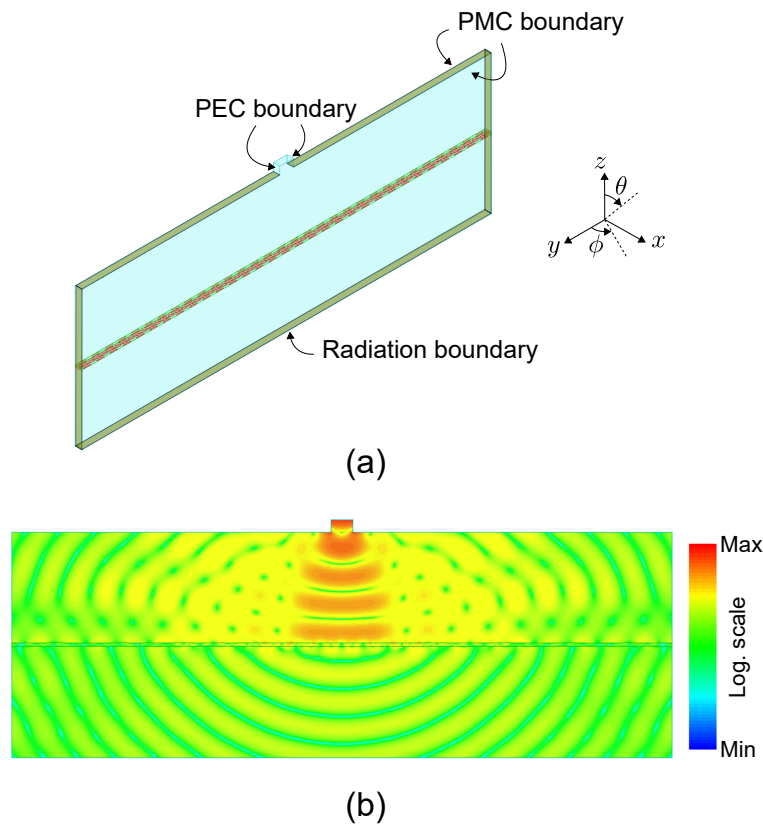


図 2.10: 異常透過現象の電磁界シミュレーション（直交偏波入射）。(a) 解析空間の構成。(b) メタ表面に直交偏波が入射した場合の電界振幅分布（対数スケール）。

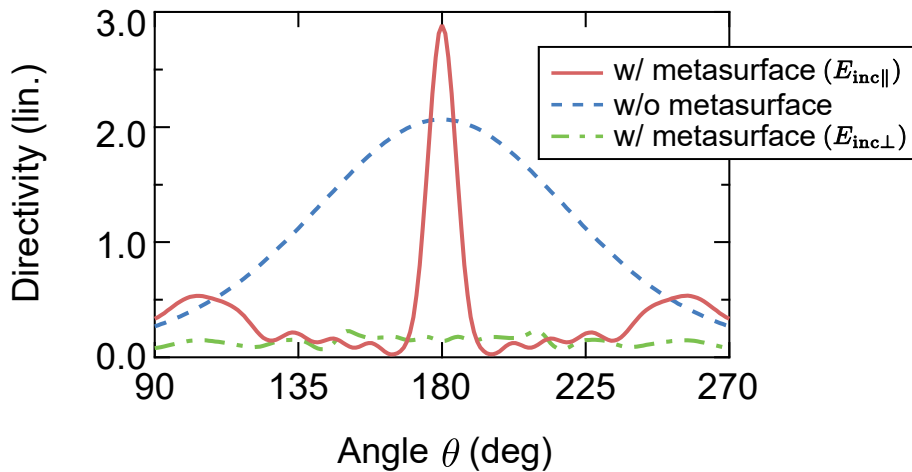


図 2.11: メタ表面がある場合とない場合、メタ表面はあるが直交偏波が入射した場合の指向性パターンのシミュレーション結果（線形スケール）。

図 2.9(b)、(c) と図 2.10(b) の各電界分布から得られた透過波の指向性パターンを図 2.11 に示す。図中の赤の実線と青の破線はそれぞれメタ表面がある場合とない場合の結果を表し、緑の一点波線はメタ表面はあるが直交偏波が入射した場合の結果を表す。図より、メタ表面によりビーム幅が大幅に狭くなり、メタ表面がない場合と比べて、正面方向 ($\theta = 180$ deg) の指向性ピークが 40% も増大することがわかる。対照的に、メタ表面の異方的な特性のた

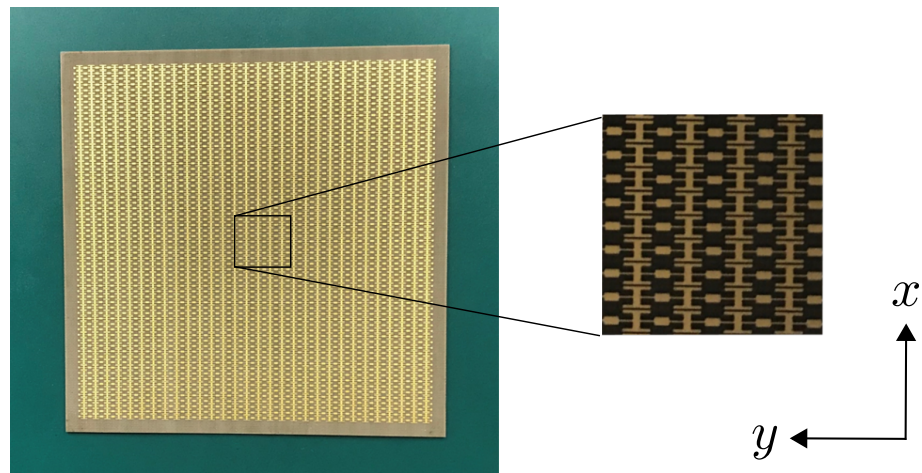


図 2.12: メタ表面の試作サンプルの写真。

めに、メタ表面に直交偏波が入射した場合には正面方向の指向性は大幅に抑制される。以上の結果より、入射波の偏波依存性を有する異常透過現象が数値的に検証された。

2.6 異常透過現象の実験的検証

2.6.1 試作

Γ 点で縮退した異方的な分散特性と異常透過現象を実験的に検証するために、提案するメタ表面を試作した。誘電体基板 (DI880、厚さ $d = 0.508$ mm、比誘電率 $\epsilon_r = 2.17$ 、誘電正接 $\tan \delta = 0.0009$) に回路基板リソグラフィ技術 (典型的な公差: ± 0.03 mm) を用いて、 64×30 個の単位格子を実装した。試作サンプルの全体の大きさは 110 mm \times 110 mm である。試作サンプルの写真を図 2.12 に示す。なお、試作誤差の影響を見積もるために追加で行ったシミュレーションより、ギャップ幅 g が 10% 変動した際の Γ 点の周波数の変動は 1% 以内にあるとわかっている。

2.6.2 分散特性の測定

はじめに、試作サンプルの分散特性を図 2.13(a) の実験系で測定した。1.4 m 離れた 2 個の Ka 帯ホーンアンテナ (利得: 20 dBi) の中央に回転ステージを設置し、回転ステージ上にメタ表面を固定する。入射角 θ の電界は、面内方向の波数 k_{\parallel} が次式の波数整合条件を満たすメタ表面の導波モードと結合する。

$$k_{\parallel} = \frac{\omega}{c_0} \sin \theta. \quad (2.9)$$

ステージを回転し、透過率 S_{21} の (ω, θ) -依存性を測定することで、放射領域における分散特性を測定した。ここで、アンテナは水平偏波の電界が放射するように設置され、図 2.13(b) と (c) のように試作サンプルの向きを変えることで Γ -X と Γ -Y の経路に沿った分散特性をそれぞれ測定した。

Γ -X と Γ -Y の経路に沿った分散特性の測定結果を図 2.13(d) と (e) に示す。図には、横軸を規格化波数 (k_{\parallel}/k_0)、縦軸を周波数として、メタ表面がない空の場合の測定結果で規格化した S_{21} の振幅をカラーマップで示す。分散特性はピークの軌跡として観測された。

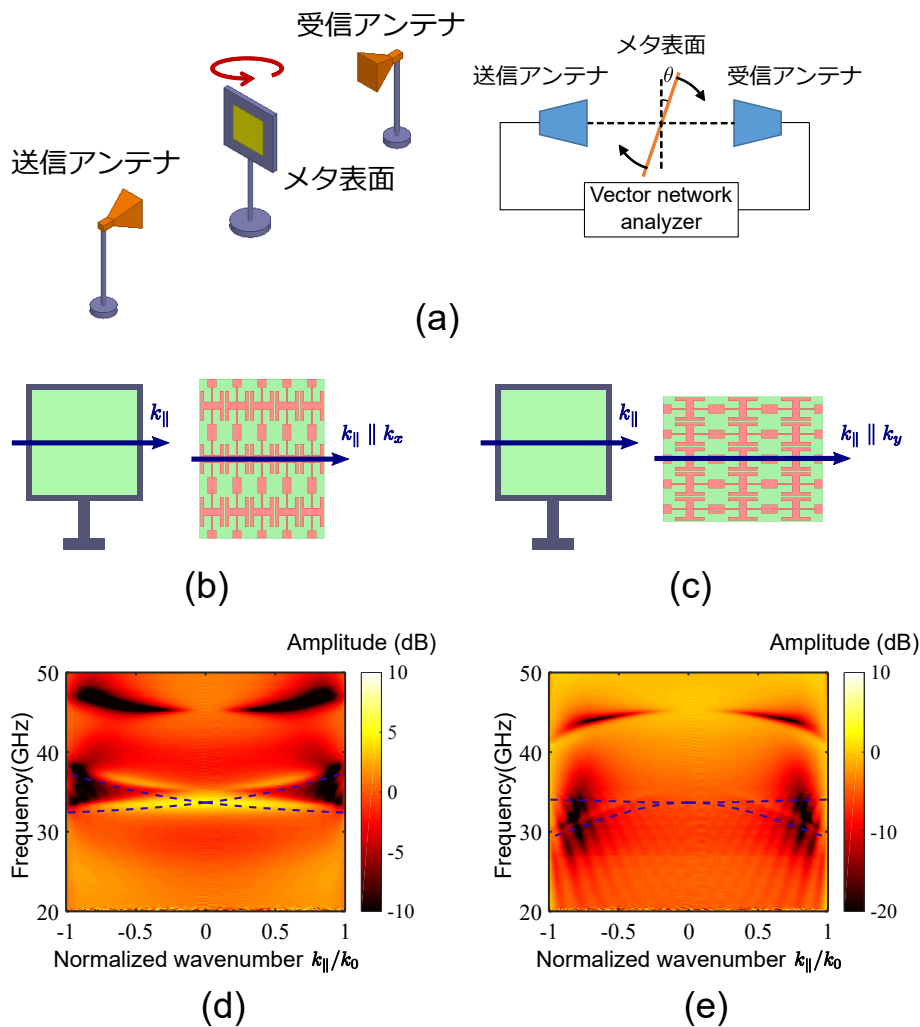


図 2.13: 分散特性の測定。(a) 実験系。(b) $k_{\parallel} \parallel k_x$ となる向きのサンプル配置。(c) $k_{\parallel} \parallel k_y$ となる向きのサンプル配置。(d) Γ -X と (e) Γ -Y の経路に沿った分散特性の測定結果。破線：図 2.7 で得られた分散特性のシミュレーション結果。

図中の破線は図 2.7 のシミュレーションで得られた分散特性を表す。図 2.13(d) より、 Γ -X に沿って測定された分散特性はシミュレーション結果とよく一致しており、 Γ 点において、LH バンドと RH バンドが縮退し、 x 方向の群速度が非ゼロとなることが確認できる。図 2.13(e) では、 Γ -Y に沿った LH モード (図 2.7 の Mode B) は観測されており、シミュレーション結果とも整合している。 Γ 点付近では LH モードはぼやけているが、その理由としては、Mode B は Γ 点で逆平行の表面電流分布により実電流を持たないために (図 2.8(a) を参照)、図 2.13(c) の配置では y 方向の電界を持つ入射波がメタ表面の導波モードと直接的にはほとんど結合できないためと考えられる。なお、 Γ -Y に沿ったフラットモード (図 2.7 の Mode A) は図 2.13(e) の測定では観測されなかったが、その理由としては群速度がほぼゼロの導波モードとは入射波がほとんど結合しなかったためと考えられる [102]。

2.6.3 異常透過現象

異常透過現象を観測するために、図 2.13(a) の実験系を用いて、垂直入射波に対する透過率測定を行った。メタ表面がない場合の透過率で規格化した透過率の周波数特性を図 2.14

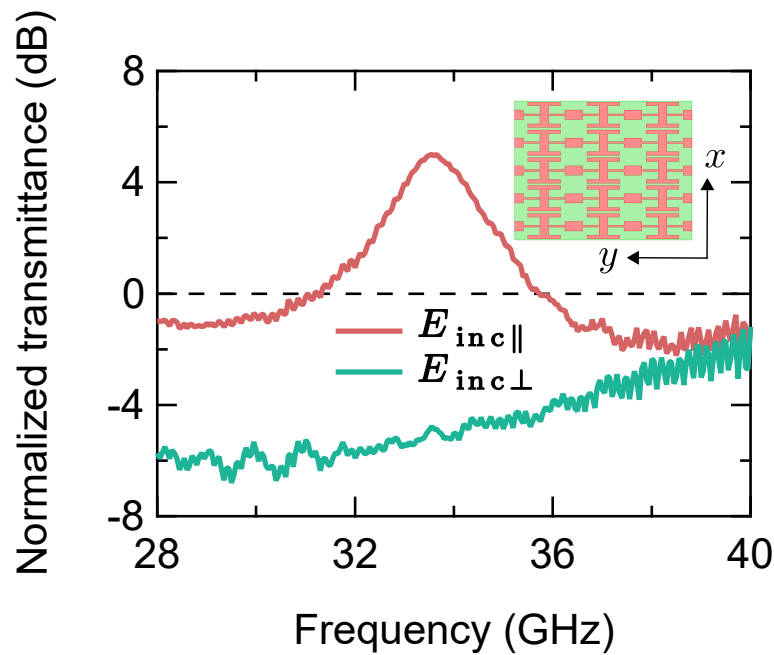


図 2.14: メタ表面がない場合で規格化した垂直入射波に対する透過率の測定結果。赤線と緑線は入射電界がメタ表面の x 方向と平行な場合と直交している場合をそれぞれ示す。

に示す。サンプルの向きを変えて、メタ表面に対する入射波の偏波を変えた 2 通りの結果を示しており、図中の赤線と緑線は図 2.13(b) と (c) の配置に対する測定結果にそれぞれ対応している。図 2.13(b) の配置では (入射電界がメタ表面の x 方向の偏波)、 Γ 点周波数の 33.6 GHz において、メタ表面がない空の場合よりも、透過率が 5.0 dB 増大することを観測した。この透過利得の増大は、2.5 節の電磁界シミュレーションで示されたように、メタ表面の Γ 点での同相励振による波面の変換によって引き起こされたものと考えられる。一方で、図 2.13(c) の配置では (入射電界がメタ表面の y 方向の偏波)、透過利得の増大は観測されなかった。この結果は、メタ表面の導波モードが x 方向偏波の入射電界と選択的に結合し、 Γ 点で群速度がゼロとなる y 方向の偏波とは結合しないことから説明される。以上より、メタ表面による強い偏波依存性を有するミリ波帯異常透過現象が実験的に検証された。

ここで、メタ表面には誘電損失と導体損失があるが、メタ表面によるビーム幅の縮小がそれらの影響を上回った結果として、透過利得の増大が実現したことに注意する必要がある。メタ表面の損失の影響をおおまかに見積もるために、HFSS の伝搬解析による電磁界シミュレーションを実施した。シミュレーションでは、単一の単位格子に対して、 x 方向と y 方向の境界に Master / Slave 境界を課し、 z 方向の Floquet ポートから励振することで、垂直入射平面波が照射する無限周期のメタ表面を模擬し、その透過率を計算した。1) 無損失の場合、2) 誘電損失のみ考慮した場合、3) 導電損失のみ考慮した場合、4) 誘電損失と導電損失の両方を考慮した場合の 4 通りについて計算した。誘電損失は基板の誘電正接を $\tan \delta = 0.0009$ と設定することで、導電損失は金属パターンに導電率を $\sigma = 5.8 \times 10^7$ S/m とした有限導電率境界を設定することでそれぞれ導入した。計算された透過率の周波数特性を図 2.15 に、 Γ 点における透過率 (=透過ピーク) を表 2.2 に示す。ここで、シミュレーションでは入射波として完全な平面波を仮定しているため、メタ表面による開口面効率の増大は起こらず、無損失の場合の透過ピークは 0 dB となっている。表 2.2 より、誘電損失と導体損失の寄与はそれぞれ 0.1 dB と 0.8 dB であり、合計の損失は 0.9 dB であった。図

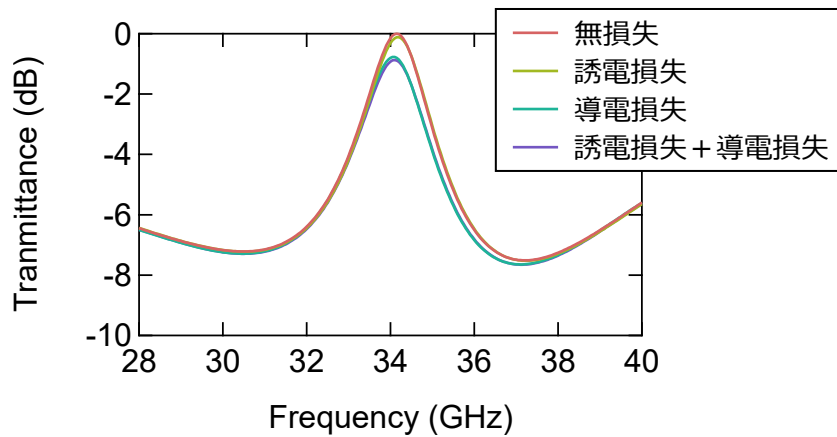


図 2.15: 無限周期のメタ表面に垂直入射の平面波が照射した際の透過率のシミュレーション結果。無損失の場合、誘電損失のみ考慮した場合、導電損失のみ考慮した場合、誘電損失と導電損失の両方を考慮した場合の 4 通りについて計算した。

2.14 の実験では 5.0 dB の透過利得の増大が観測されたため、ビーム幅の縮小にともなう利得はこれより 5.9 dB と推定される。なお、シミュレーションでは交差偏波へのエネルギー流出についても計算しており、 Γ 点において、主偏波と比べて -80 dB 以下であることを確認した。提案するメタ表面の特徴的な異方性による交差偏波へのエネルギー流出のこのような強力な抑制効果も透過利得の増大に寄与していると考えられる。

表 2.2: Γ 点における透過率。

	Transmittance at Γ -point (dB)
無損失	0.00
誘電損失	-0.12
導電損失	-0.77
誘電損失+導体損失	-0.87

メタ表面により透過波のビーム幅が縮小することを実験的に確かめるために、平面近傍界計測システムを用いて放射パターン測定を実施した。実験系の写真を図 2.16 に示す。図のように、メタ表面から 200 mm 離れたホーンアンテナでメタ表面を照射し、300 mm 離れた平面上の近傍界分布を導波管プローブで測定する。測定周波数は 34 GHz とした。ホーンアンテナは、入射電界がメタ表面の x 方向と平行となるように設置した。平面スキャン範囲は原点がメタ表面の中心軸と一致するように設定し、 $-500 \text{ mm} < u < 500 \text{ mm}$ 、 $-600 \text{ mm} < v < 600 \text{ mm}$ とした。測定点の間隔は、 $\Delta u = \Delta v = 4 \text{ mm}$ とした。

プローブによって取得した近傍界分布の測定結果から、メタ表面を含む平面上の電界分布を逆伝搬理論に基づいて計算した。電界分布の振幅と位相をそれぞれ図 2.16(b) と (c) に示す。図より、メタ表面上の $-55 \text{ mm} < u, v < 55 \text{ mm}$ において、電界分布はほぼ同振幅になっていることが確認できる。

図 2.16(b) において、おおよそ $-200 \text{ mm} < u, v < 200 \text{ mm}$ にある電波吸収体の外側では回折波が観測されている。回折波の影響を除去するために、吸収体領域の外側ではゼロをとる 2次元矩形窓関数を用いたゲーティング操作 [103] をした後に、平面の近傍界遠方界

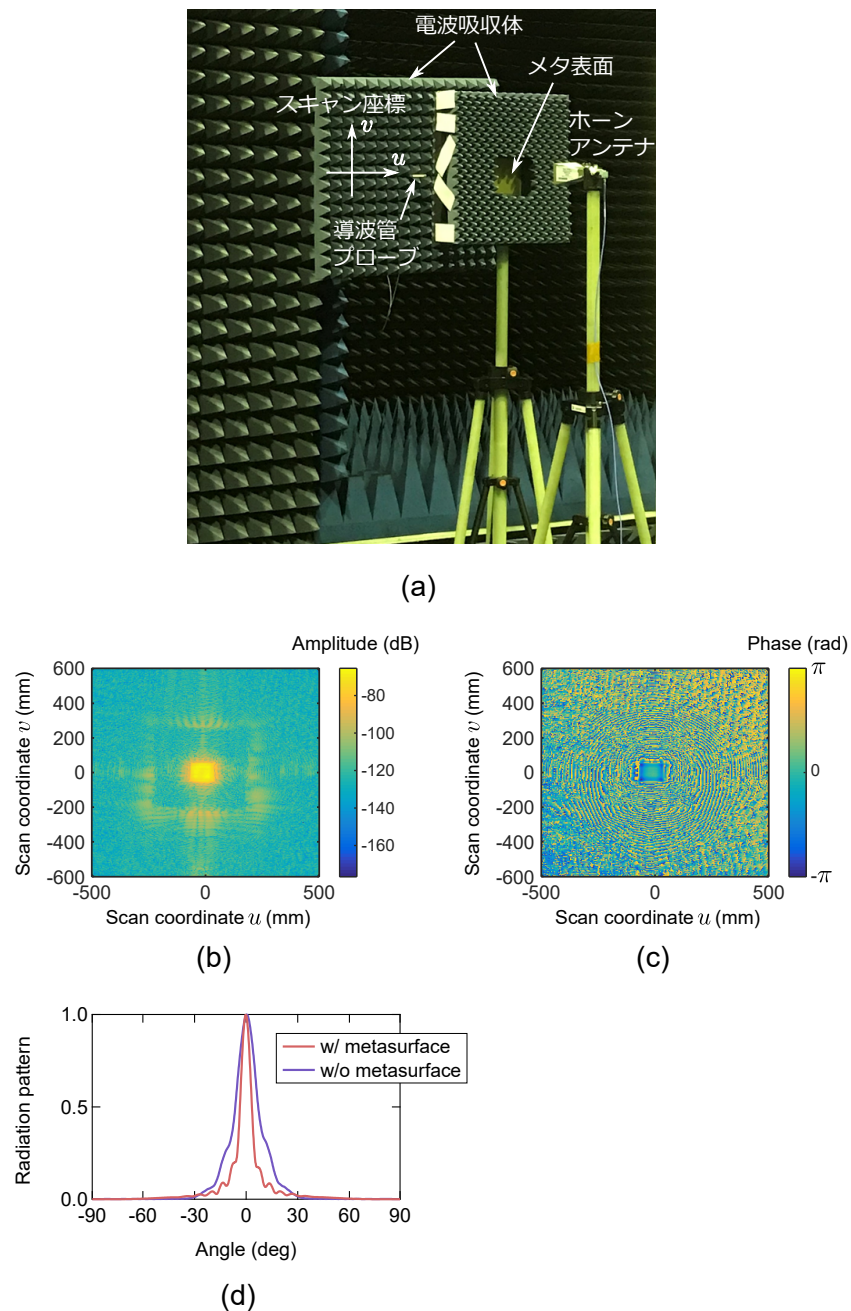


図 2.16: 放射パターン測定。(a) 平面近傍界計測システムの写真。34 GHz で測定したメタ表面を含む平面上の電界の (b) 振幅分布と (c) 位相分布。(d) メタ表面がある場合とない場合のホーンアンテナの放射パターンの測定結果 (線形スケール)。

変換によりホーンアンテナの放射パターンを計算した。ゲーティング操作は、全体的なパターン形状やビーム幅にはほとんど影響しないが、正面方向における回折波によるパターンの歪みを除去することを確認している。比較のために、メタ表面がない場合のホーンアンテナの放射パターンも同じ方法で測定した。メタ表面がある場合とない場合のホーンアンテナの放射パターンの結果を図 2.16(d) に示す。図より、メタ表面によってビーム半値幅が約 48% 減少したことが確認できる。なお、メタ表面の試作サンプルと同じ大きさの同相同振幅の理想開口面からのビーム半値幅の理論値は 5.5 deg と計算されるが [104]、本実験のビーム半値幅の測定値は 7.0 deg であった。この結果より、ホーンアンテナの配置を含

めた今回の実験の構成では、メタ表面サンプルのすべての単位格子が再放射に寄与しているわけではないことが示唆される。一方で、従来の開口アンテナにより提案するメタ表面で達成したビーム幅と同等の性能を実現するためには、高損失の大きな給電ネットワークが一般に必要なことになる。たとえば、メタ表面サンプルと同じ大きさの開口の角錐ホーンアンテナで 7.0 deg のビーム幅を実現するためには、ホーンアンテナの軸方向の長さは 530 mm にする必要がある [105]。これと比較して、図 2.16(a) の近傍界測定ではメタ表面とホーンアンテナの間の距離は 200 mm であった。

2.7 Γ 点で縮退した透過型メタ表面の外部結合制御

メタ表面による異常透過現象は、外部入射波と結合した Γ 点の導波モードが再放射し、開口面効率が增大することに起因していた。ここで、メタ表面の導波モードが外部からの垂直入射波によって効率的に励振し、メタ表面における反射損失が抑制されるためには、メタ表面と入射波の間の適切な外部結合が必要であると考えられる。この点を議論するために、本節では、 Γ 点で縮退した透過型メタ表面に外部結合の独立制御を導入し、異常透過現象における外部結合の影響を実験的に調べた結果について述べる。

2.7.1 理論と設計

Γ 点で縮退した透過型メタ表面に外部結合制御を導入するため、図 2.17 の構造を考える。図 2.2 と同様に、ビアがなく、誘電体基板の両面に金属周期パターンが対称的に配置されている。この構造においても、 y 方向のシャント枝につながった金属パッチが仮想グラウンドとして働く。このメタ表面は、1次元の CRLH 線路である x 方向の鎖が、 y 方向に周期的に配列した構造と捉えることができる。 x 方向の導波モードは外部入射波と結合するが、 y 方向の格子定数 Δy を変えることで、すなわち単位格子密度を変えることで、メタ表面と入射波の間の外部結合を制御することを考える。

2.3 節と同様に、提案する構造の分散特性を等価回路モデルで解析する。メタ表面を x 方向に伝搬する差動モードについては、単位格子の等価回路は図 2.18 で与えられる。ここで、 C_L と L_R は直列のキャパシタンスとインダクタンス、 C_R と L_L はグラウンドへのシャントキャパシタンスと並列のインダクタンス、 C_g は仮想グラウンドへのシャントキャパシタンスである。RH の寄生性の素子である C_R と L_R に加えて、単位格子間のギャップに起因する C_L と仮想グラウンドにつながる細いシャント枝に起因する L_L という LH の素子がある 1次元の CRLH 線路である。

Bloch-Floquet の周期境界条件を図 2.18 の等価回路に適用すると、以下の 1次元分散関係式が得られる。

$$\cos jk_x \Delta x = 1 + Z(\omega)Y(\omega). \quad (2.10)$$

ここで、 Δx は x 方向の格子定数で、 $Z(\omega)$ と $Y(\omega)$ はそれぞれ次式で与えられる直列のインピーダンスとシャントアドミッタンスである。

$$Z(\omega) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{j\omega C_L} + j\omega L_R \right), \quad (2.11)$$

$$Y(\omega) = j\omega C_R + \frac{j\omega C_g}{1 - \omega^2 C_g L_L}. \quad (2.12)$$

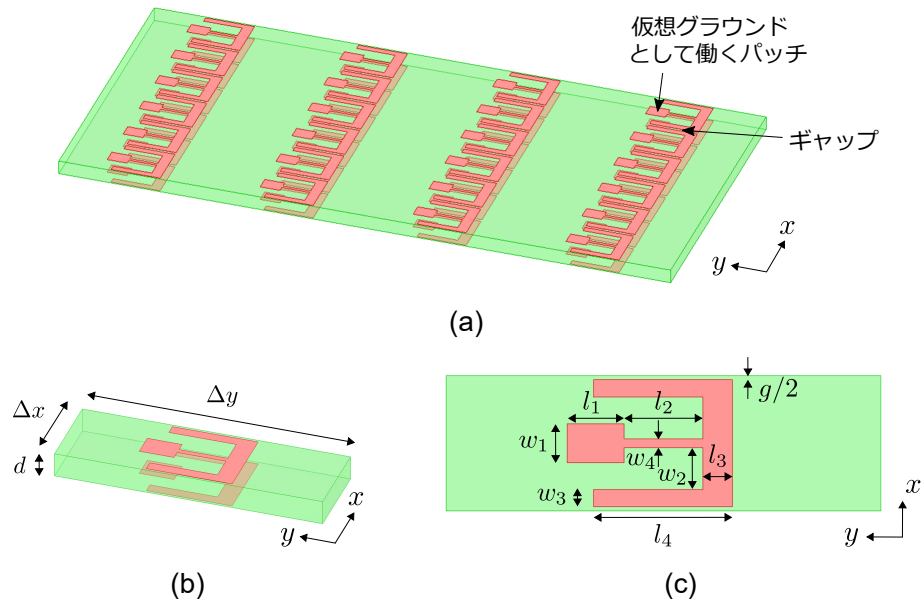


図 2.17: 提案する外部結合制御を導入した Γ 点で縮退した透過型メタ表面。(a) 全体図。(b) 単位格子。(c) 金属パターンの寸法。

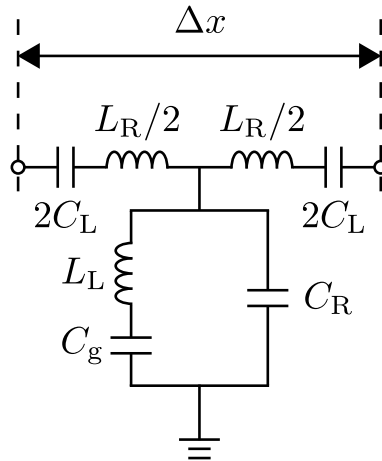


図 2.18: 提案するメタ表面の単位格子の等価回路。

(2.10) 式に $k_x = 0$ を代入することで、 Γ 点の角周波数は以下の 2 解を持つことがわかる。

$$\omega_{se} = \frac{1}{\sqrt{C_L L_R}}, \quad (2.13)$$

$$\omega_{sh} = \sqrt{\frac{C_R + C_g}{C_R C_g L_L}}. \quad (2.14)$$

ω_{se} と ω_{sh} はそれぞれ直列素子 (C_L, L_R) と並列素子 (C_R, C_g, L_L) の共振角周波数として理解できる。単位格子の回路素子値が

$$\frac{L_R}{L_L} = \frac{C_R C_g}{(C_R + C_g) C_L} \quad (2.15)$$

を満たす条件下では、 ω_{se} と ω_{sh} は縮退する。

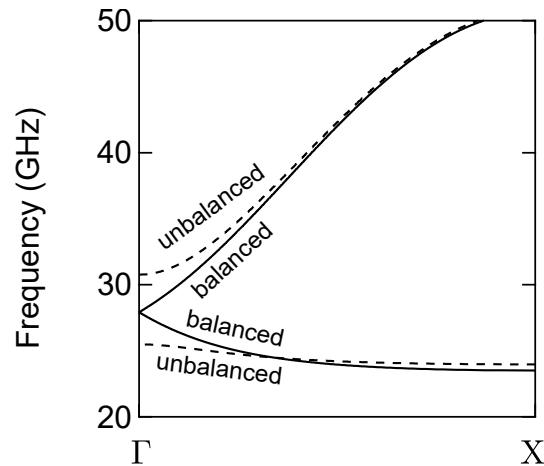


図 2.19: 等価回路解析から求まる 1 次元分散特性。実線: 平衡条件下の場合 ($\omega_{se} = \omega_{sh}$; $C_L = 0.05$ pF, $L_L = 0.975$ nH, $C_R = 0.1$ pF, $L_R = 0.65$ nH, $C_g = 0.05$ pF)、破線: 非平衡条件下の場合 ($\omega_{se} \neq \omega_{sh}$; $C_L = 0.06$ pF, $L_L = 0.65$ nH, $C_R = 0.1$ pF, $L_R = 0.65$ nH, $C_g = 0.07$ pF)。

(2.10) 式から計算される典型的な 1 次元分散特性を図 2.19 に示す。低周波側に LH モード、高周波側に RH モードが存在し、(2.15) 式を満たさない非平衡条件下では両モードの間にはバンドギャップが存在し、 Γ 点の群速度はゼロとなる。両モードが縮退する平衡条件下では 1 次元のディラックコーン分散を形成し、バンドギャップは閉じて、 Γ 点における x 方向の群速度は非ゼロとなる。

以上のような 1 次元の分散特性は基本的に x 方向の鎖の構造で決まる。分散特性への影響がほとんどない Δy の設計自由度を利用することで、分散特性を一定に保ったまま外部結合を独立に制御できると考えられる。このことを実証するために、HFSS による 2 次元周期境界条件下の固有値解析によって、複数の Δy の値に対して、28 GHz の Γ 点で導波モードが縮退するようにメタ表面を設計した。誘電体基板は、厚さ $d = 0.46$ mm、比誘電率 $\epsilon_r = 2.19$ 、誘電正接 $\tan \delta = 0.0006$ の NPC-H220A を用いることとし、単位格子の金属パターンの寸法を最適化した。最適化した寸法パラメータを表 2.3 にまとめる。 x 方向の格子定数は $\Delta x (= 2w_2 + 2w_3 + w_4 + g) = 1.56$ mm である。 y 方向の格子定数は $\Delta y = 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$ mm と変え、分散特性を保ったまま外部結合を変えた 8 個の設計を用意した。ここで、 $\Delta y = 3$ mm の場合のみ、 Γ 点周波数を 28 GHz 付近に保つために、 l_3 の値を 0.34 mm から 0.335 mm に変化させた。

表 2.3: 単位格子の金属パターンの寸法パラメータ。

	Length (mm)		Length (mm)
l_1	0.65	w_1	0.45
l_2	0.91	w_2	0.48
l_3	0.34 (0.335)	w_3	0.2
l_4	1.6	w_4	0.1
Δy	3–10	g	0.1

$\Delta y = 5$ mm の設計に関して、電磁界シミュレーションの固有値解析から求めた、 Γ 点に

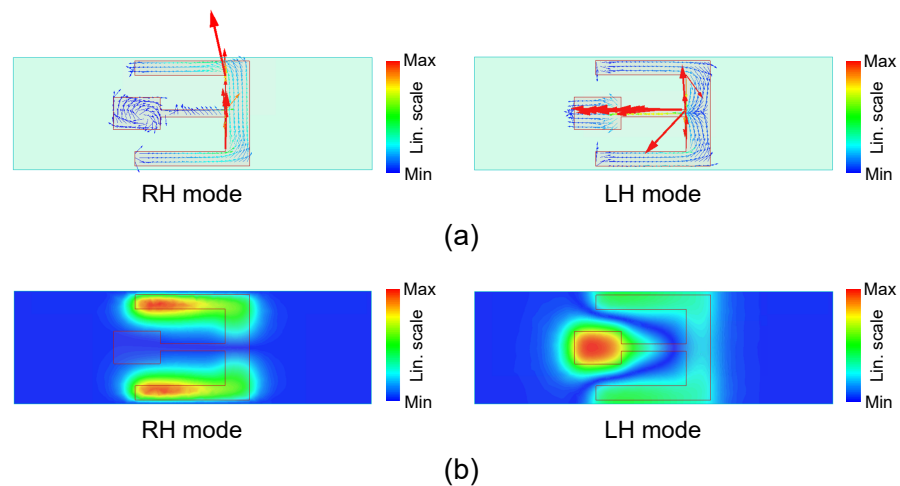


図 2.20: $\Delta y = 5$ mm の設計における、 Γ 点の (a) 表面電流分布と (b) 基板中心面の電界振幅分布のシミュレーション結果（線形スケール）。

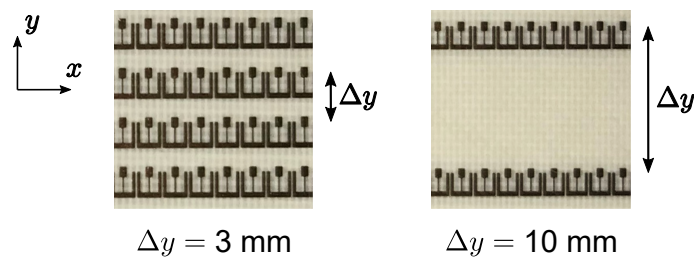


図 2.21: $\Delta y = 3$ mm と $\Delta y = 10$ mm の試作サンプルの拡大写真。各サンプルの 12 mm \times 12 mm の領域を示す。

における両モードの金属パターン上を流れる表面電流分布を図 2.20(a) に示す。図より、RH モードと LH モードにはそれぞれ x 方向と y 方向に流れる実電流があり、それぞれ x 方向と y 方向の入射電界と選択的に結合することがわかる。誘電体基板の中心面上の電界振幅分布を図 2.20(b) に示す。RH モードと LH モードはそれぞれ直列枝と並列枝の共振に対応することが確認できる。

2.7.2 異常透過現象における外部結合の影響の実験的評価

異常透過現象における外部結合の影響を調べるために、 Δy が異なる 8 個の設計について、NPC-H220A 基板（厚さ $d = 0.46$ mm、比誘電率 $\epsilon_r = 2.19$ 、誘電正接 $\tan \delta = 0.0006$ ）により試作した。各サンプルの大きさは 110 mm \times 110 mm である。典型例として、単位格子密度が最も高い $\Delta y = 3$ mm のサンプルと単位格子密度が最も低い $\Delta y = 10$ mm のサンプルの拡大写真を図 2.21 に示す。

各サンプルの分散特性を 2.6.2 節と同じ方法で測定した。 Γ -X の経路に沿った分散特性の測定結果を図 2.22 に示す。図 2.13 と同様に、横軸を規格化波数、縦軸を周波数として、メタ表面がない空の場合で規格化した S_{21} の振幅をカラーマップで示している。高密度のサンプル ($\Delta y = 3$ – 6 mm) では分散特性はピークの軌跡として観測され、低密度のサンプル ($\Delta y = 7$ – 10 mm) ではディップの軌跡として観測された。単位格子密度の異なるすべてのサンプルに対して、分散特性の測定結果は互いによく一致し、 Γ 点における LH パ

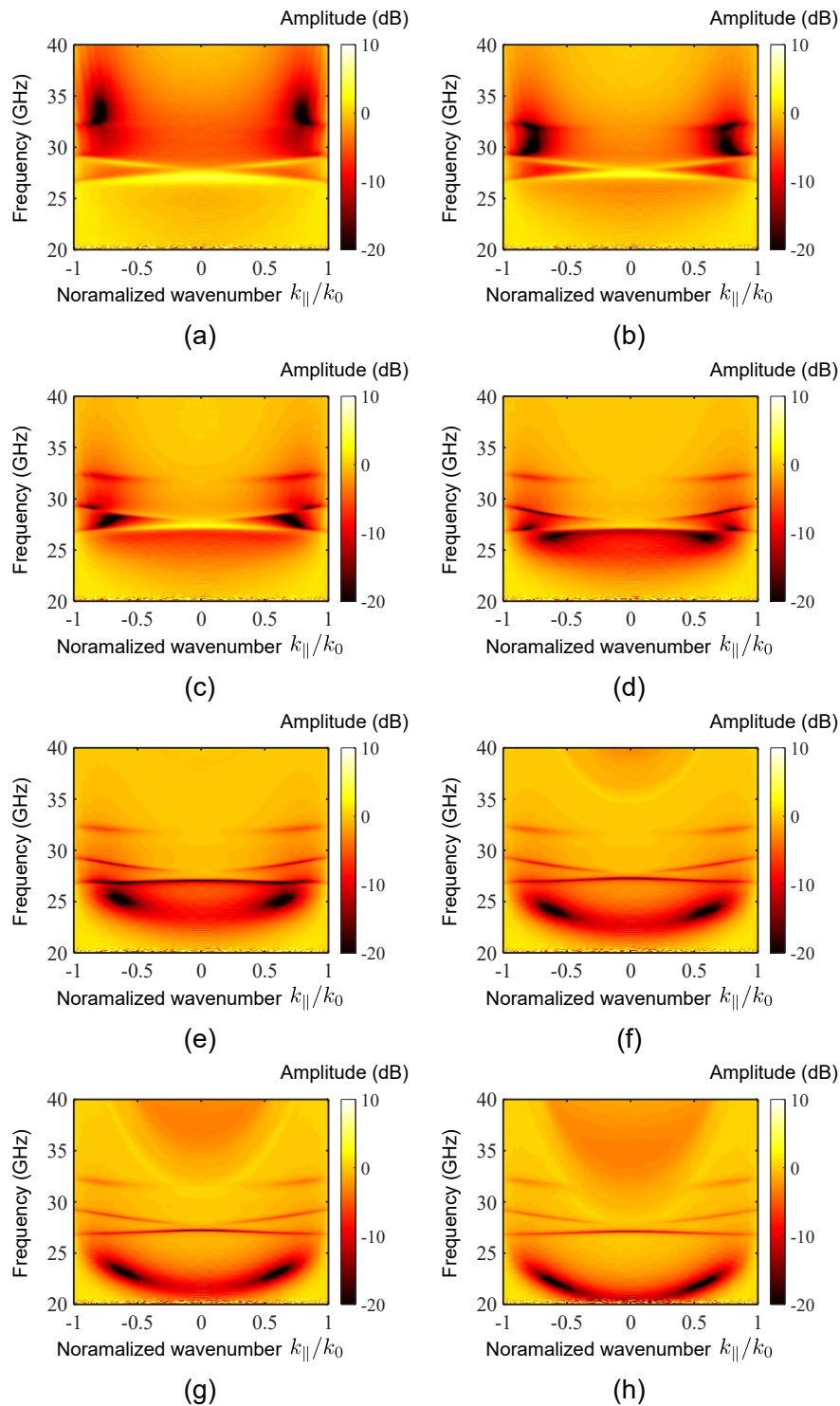


図 2.22: 各サンプルの Γ -X の経路に沿った分散特性の測定結果。(a) $\Delta y = 3$ mm、(b) $\Delta y = 4$ mm、(c) $\Delta y = 5$ mm、(d) $\Delta y = 6$ mm、(e) $\Delta y = 7$ mm、(f) $\Delta y = 8$ mm、(g) $\Delta y = 9$ mm、(h) $\Delta y = 10$ mm。

ンドと RH バンドの縮退と x 方向の群速度が Γ 点で非ゼロとなるディラックコーン分散の形成が確認できる。この結果より、分散特性に対する Δy の影響は小さく、分散特性を一定に保ったまま単位格子密度を制御できることがわかる。

垂直入射波に対する透過率の測定結果を図 2.23 に示す。実験では、入射電界がメタ表面

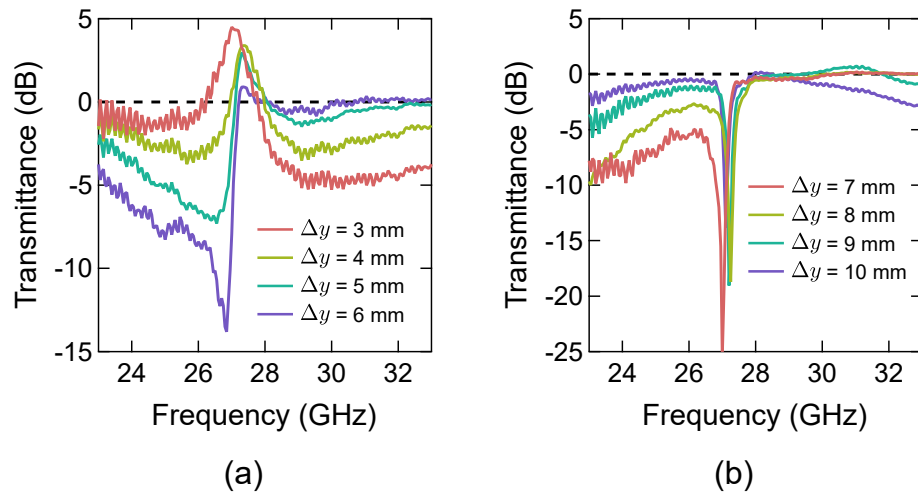


図 2.23: メタ表面がない状態で規格化した垂直入射波に対する透過率の測定結果。(a) 高密度サンプル ($\Delta y = 3\text{--}6$ mm) の結果。(b) 低密度サンプル ($\Delta y = 7\text{--}10$ mm) の結果。

の x 方向と平行となるようにホーンアンテナを設置した。図にはメタ表面がない場合の透過率で規格化した結果を示しており、図 2.23(a) には高密度サンプル ($\Delta y = 3\text{--}6$ mm) の結果を、図 2.23(b) には低密度サンプル ($\Delta y = 7\text{--}10$ mm) の結果を示す。図 2.23(a) より、高密度のサンプルでは、約 28 GHz の Γ 点で透過率が 1 を超える異常透過現象が観測されることがわかる。透過利得は密度が高くなると増加し、最も高密度の $\Delta y = 3$ mm のサンプルで最大の利得 4.5 dB を達成する。このことは、単位格子密度により外部結合が変化した結果と考えられ、異常透過現象の透過利得のさらなる向上が、単位格子密度の制御による外部結合の最適化によって実現できる可能性を示す。

一方で、密度が下がった $\Delta y = 6$ mm のサンプルでは、非対称の共振が生じている。これは、Fano 共鳴 [106, 107] のように、メタ表面の縮退した 2 つの導波モード間の結合によるものと考えられる。密度がさらに低くなると、図 2.23(b) に示すように、 Γ 点における透過のピークはディップに置き換わり、 Γ 点近傍で阻止帯域が形成される。このことも、単位格子密度の制御による外部結合の大幅な変化を示すものと考えられる。

2.8 本章のまとめ

本章では、 Γ 点で縮退した透過型ハイパボリックメタ表面を提案し、ミリ波帯で異常透過現象を実証した。異方的な単位格子からなる提案するメタ表面は、群速度の符号が方向によって異なるというハイパボリック媒質の性質を示すことを等価回路解析から明らかにした。34 GHz の Γ 点で LH モードと RH モードが縮退するようにメタ表面を設計し、その伝搬特性を電磁界シミュレーションで解析した。シミュレーションより、入射電界がメタ表面の x 方向に平行な場合には、メタ表面による透過波の波面の位相変換にともなう開口面効率の増大と、それによるビーム幅の縮小や正面方向への指向性の増大が起こることを明らかにし、設計したメタ表面による偏波依存性を有する異常透過現象を数値的に検証した。メタ表面による波面の位相変換と偏波選択性は、それぞれ Γ 点における導波モードの縮退とハイパボリックな異方性の導入によって実現した。提案するメタ表面を試作し、 Γ 点で縮退した異方的な分散特性を実験的に確認した。34 GHz の Γ 点周波数において、メタ表面により透過率が 5 dB 増大することを観測し、異常透過現象を実験的に実証した。

さらに、アンテナ放射パターン測定から、メタ表面を通過した透過波のビーム半値幅が 48% 狭まることを明らかにし、メタ表面による Γ 点におけるビーム幅の縮小を実験的に確認した。

本章の最後では、異常透過現象におけるメタ表面と入射波の間の外部結合の影響を調べるために、外部結合制御を導入した Γ 点で縮退したメタ表面を提案した。提案したメタ表面では、分散特性を保ったまま単位格子密度を制御できることを確認し、 Γ 点の 28 GHz において、高密度のサンプルで異常透過現象を観測した。透過利得は密度が高いほど増加し、最も高密度のサンプルで 4.5 dB に達した。この結果は、単位格子密度による外部結合制御によるものと考えられ、透過利得のさらなる増大に向けた外部結合の最適化の道筋を示したといえる。

メタ表面による異常透過現象の実証により、非常に簡素な構成の高開口面効率（原理的には完全開口効率も達成できる）の開口の新たな実現法を開拓したといえる。そのメカニズムより明らかなように、異常透過現象は放射源からの距離に基本的には依存せず、多用途応用に向けた放射システムの柔軟な設計を可能にする。また、提案するメタ表面は、ミリ波帯高速無線通信におけるエリアゾーニングに求められるビームシェーピングにも応用の可能性がある。

第3章 Γ 点制御による異常吸収現象

この章では、 Γ 点における電磁界制御を利用したミリ波帯異常吸収現象について述べる。前章の最後で Γ 点で縮退した透過型メタ表面に外部結合制御を導入したが、本章では同等の機能を持つ反射型メタ表面を提案する。外部結合制御に関して、前章の透過型メタ表面では伝搬特性の変化をもとにした定性的な考察にとどまったが、本章の反射型メタ表面では外部 Q 値による定量的な評価を実現する。提案するメタ表面による外部 Q 値の独立な制御によって、極薄構造で垂直入射波を完全吸収する異常吸収現象を実証する。まず、本章で示す研究の背景を述べた後に、メタ表面の設計や試作について説明し、異常吸収現象の実験的検証とそのメカニズムについて述べる。最後に、実現した極薄のミリ波帯完全吸収体の性能について述べる。

3.1 研究背景

スマートフォンなどの電磁波を放射する小型軽量デバイスでは極薄の完全吸収体が求められる。また、5G、6Gなどの新たな無線通信応用における特定の用途では、吸収体に強い角度選択性や周波数選択性が要求される。典型的には波長の $1/4$ の厚さを持つ従来の吸収体に対して、人工表面による薄型の吸収体が提案されており、これまでに共振現象を利用した周波数選択表面 [108–111] や、誘電率と透磁率を同時に制御したメタ表面 [112, 113] による実現が報告されている。これらの報告では吸収体の内部損失の設計による吸収特性の向上が議論されており、前者では抵抗材料の導入による内部損失により [108–111]、後者では適切なインピーダンス整合とメタ表面の実効的な誘電損失により [112, 113]、入射波に対する大きな吸収が得られている。一方で、吸収特性は内部損失と外部結合のつり合いによって決定されるため [114]、内部損失に加えて外部結合の調整も吸収特性の向上には必要である。従来の吸収体では、外部結合に相当する入射波の反射抑制を主に厚さの制御で行っており（典型的には伝搬波長の $1/4$ ）、この点が吸収体の薄型化に対する制限となっていた。

本章では、外部結合制御を導入した Γ 点で縮退した反射型メタ表面によって、極薄構造で垂直入射波を完全吸収する異常吸収現象を実験的に実証する。基板の厚さではなく表面構造の制御によりメタ表面の外部結合を制御することで、これまでにない極薄のミリ波帯吸収体を実現する。ここで、 Γ 点で縮退したディラックコーン分散は、 Γ 点における非ゼロの群速度により垂直入射波とメタ表面の導波モードの間の外部結合を大幅に増大させるために導入する。2.7節と同様に、単位格子密度によりメタ表面の外部結合を独立に制御することで、臨界結合状態における完全吸収を実現できると期待される [115]。

3.2 Γ 点で縮退した反射型メタ表面の外部結合制御

提案するメタ表面の単位格子を図 3.1 に示す。2.7節の透過型メタ表面と同様の、アンカー形状の金属パターンが誘電体基板の表面に形成され、裏面にはグラウンド面が形成さ

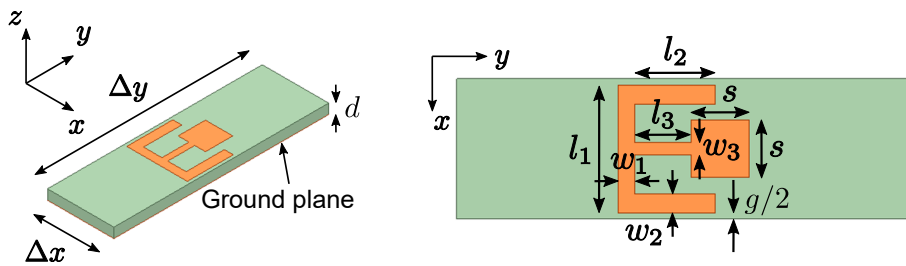


図 3.1: 提案する外部結合制御を導入した Γ 点で縮退した反射型メタ表面の単位格子。

れた反射型メタ表面である。このメタ表面は 1 次元の CRLH 線路として動作し、図 2.18 と同じ等価回路で表される。等価回路解析から、 x 方向の導波モード伝搬は単位格子の構造最適化により、 Γ 点で縮退した 1 次元のディラックコーン分散を設計できることがわかる。 x 方向の鎖に沿った導波モードは、 Γ 点における x 方向の非ゼロの群速度により、 x 方向偏波の入射波と強く結合する。2.7 節と同様に、 y 方向の格子定数 Δy を変えて単位格子密度を調整することで、分散特性を保ったまま外部結合を独立に制御することを考える。

そのためにまず、複数の Δy の値に対して、30 GHz の Γ 点において x 方向の RH モードと LH モードが縮退し、ディラックコーン分散を形成するように、HFSS による 2 次元周期境界条件下の固有値解析によってメタ表面を設計した。誘電体基板は、厚さ $d = 0.254$ mm (自由空間波長 λ_0 の $1/38$ に相当)、比誘電率 $\epsilon_r = 2.17$ 、誘電正接 $\tan \delta = 0.00085$ の DiClad880 を用いることとする。単位格子の金属パターンの寸法を最適化して、 Δy の値を 2.5 mm から 13 mm の範囲で変えた外部結合の異なる 12 個の設計を用意した。寸法パラメータの一覧を表 3.1 にまとめる。すべての設計に対して、 x 方向の格子定数 $\Delta x (= l_1 + g) = 1.7$ mm である。すべての設計で Γ 点周波数を 30 GHz 付近に保つために、 l_2 と (l_3, w_3) (それぞれ直列のキャパシタンスと並列のインダクタンスに関する寸法パラメータ) を調整した。 (l_2, l_3, w_3) の最大変化量はそれぞれ 8.1%、4.4%、6.5% である。

表 3.1: 12 個の設計に対する単位格子の寸法パラメータの一覧 (単位: mm)。

Design Index	Δy	l_1	l_2	l_3	w_1	w_2	w_3	s	g
A	2.5	1.55	0.98	0.68	0.2	0.23	0.15	0.7	0.15
B	3.76	1.55	0.97	0.7	0.2	0.23	0.16	0.7	0.15
C	4	1.55	0.98	0.68	0.2	0.23	0.16	0.7	0.15
D	4.86	1.55	0.98	0.69	0.2	0.23	0.15	0.7	0.15
E	5	1.55	0.95	0.7	0.2	0.23	0.15	0.7	0.15
F	5.5	1.55	0.98	0.69	0.2	0.23	0.15	0.7	0.15
G	7	1.55	1.01	0.67	0.2	0.23	0.15	0.7	0.15
H	8	1.55	1.03	0.67	0.2	0.23	0.15	0.7	0.15
I	8.5	1.55	1.01	0.67	0.2	0.23	0.15	0.7	0.15
J	11.5	1.55	1.01	0.67	0.2	0.23	0.15	0.7	0.15
K	12	1.55	1	0.7	0.2	0.23	0.15	0.7	0.15
L	13	1.55	1	0.7	0.2	0.23	0.15	0.7	0.15

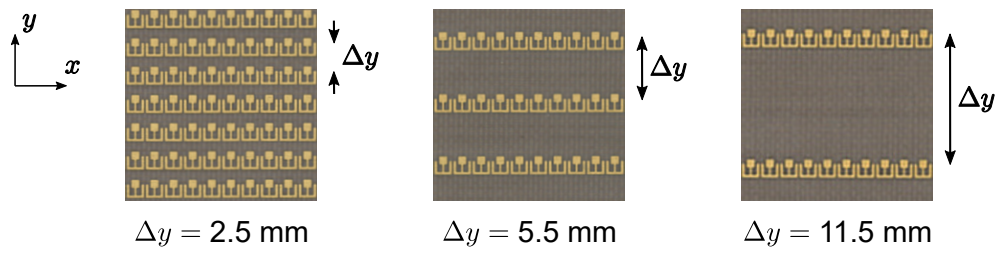


図 3.2: $\Delta y = 2.5$ mm、 5.5 mm、 11.5 mm の試作サンプルの拡大写真。各サンプルの 17 mm \times 17 mm の領域を示す。

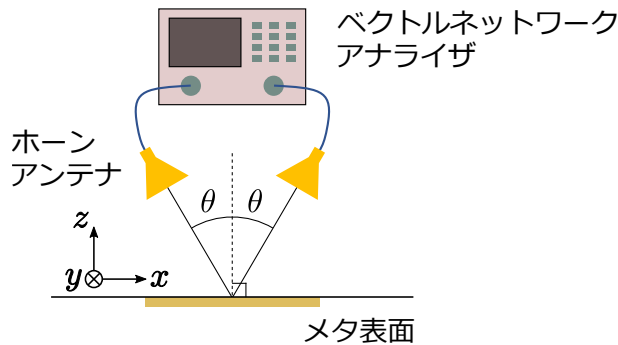


図 3.3: 反射型メタ表面の分散特性を測定する実験系。

3.3 異常吸収現象の実験的検証

3.3.1 試作

表 3.1 の 12 個の設計のうち、A、D、F、G、I、J の設計 ($\Delta y = 2.5, 4, 4.86, 5.5, 7, 8.5, 11.5$ mm) について、DiClad880 基板 (厚さ $d = 0.254$ mm、比誘電率 $\epsilon_r = 2.17$ 、誘電正接 $\tan \delta = 0.00085$) を用いて試作した。各試作サンプルの裏面は金属のグラウンド面で覆われており、各サンプルの大きさは 100 mm \times 100 mm である。典型例として、 Δy が 2.5 mm、 5.5 mm、 11.5 mm のサンプルの拡大写真を図 3.2 に示す。

3.3.2 分散特性の測定

はじめに、図 3.3 の実験系により、鏡面反射率の入射角／反射角 θ と角周波数 ω に対する依存性を測定することで、各試作サンプルの放射領域における分散特性を測定した。2.6.2 節で行った透過型メタ表面に対する分散特性の測定と同様に、入射波がメタ表面の導波モードと結合する波数整合の条件を評価している。ここで、ホーンアンテナはメタ表面の x 方向の偏波の電界が放射するように設置し、アンテナが衝突することなく $\theta = 0$ からの反射量測定を近似的に行うために、2つのアンテナの位置について図中の y 座標をわずかに変えている。各サンプルの Γ -X の経路に沿った分散特性の測定結果を図 3.4 に示す。図 2.13 と同様に、横軸を規格化波数、縦軸を周波数として、試作サンプルと同サイズの金属板に対する測定結果で規格化した S_{11} の振幅をカラーマップで示している。分散特性は吸収ピークの軌跡として観測された。単位格子密度の異なるすべてのサンプルに対して、 Γ 点における LH バンドと RH バンドの縮退と x 方向の群速度が Γ 点で非ゼロとなるディラックコーン分散の形成が確認できる。各サンプルの分散特性は互いによく一致し、 Γ 点

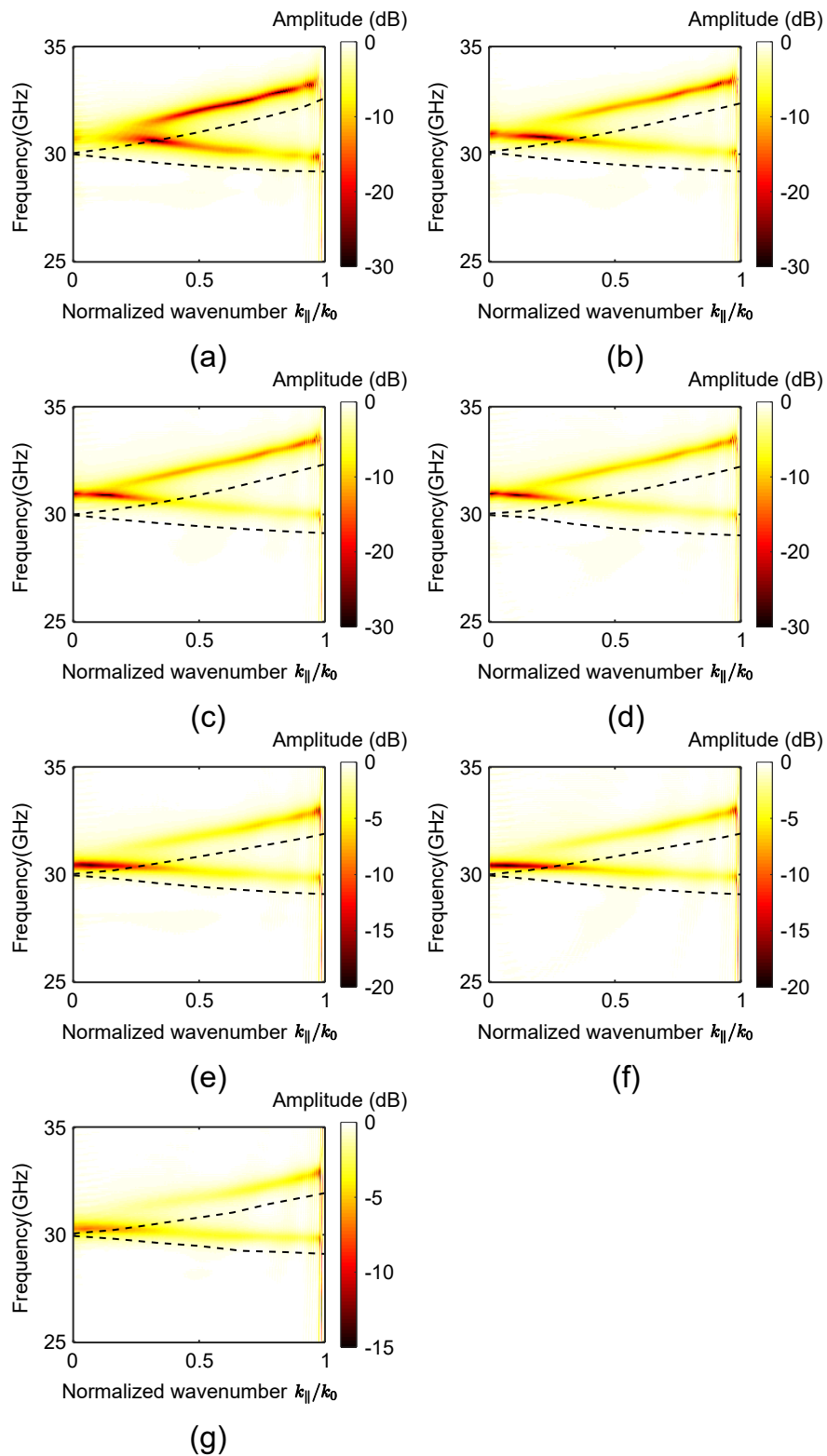


図 3.4: 各サンプルの Γ -X の経路に沿った分散特性の測定結果。(a) $\Delta y = 2.5$ mm、(b) $\Delta y = 4$ mm、(c) $\Delta y = 4.86$ mm、(d) $\Delta y = 5.5$ mm、(e) $\Delta y = 7$ mm、(f) $\Delta y = 8.5$ mm、(g) $\Delta y = 11.5$ mm。破線：分散特性のシミュレーション結果。

周波数の変動は 2%以内に抑えられた。各図において、破線は各構造の分散特性のシミュレーション結果である。 Γ 点周波数の測定結果はシミュレーション結果よりも最大で 3%高

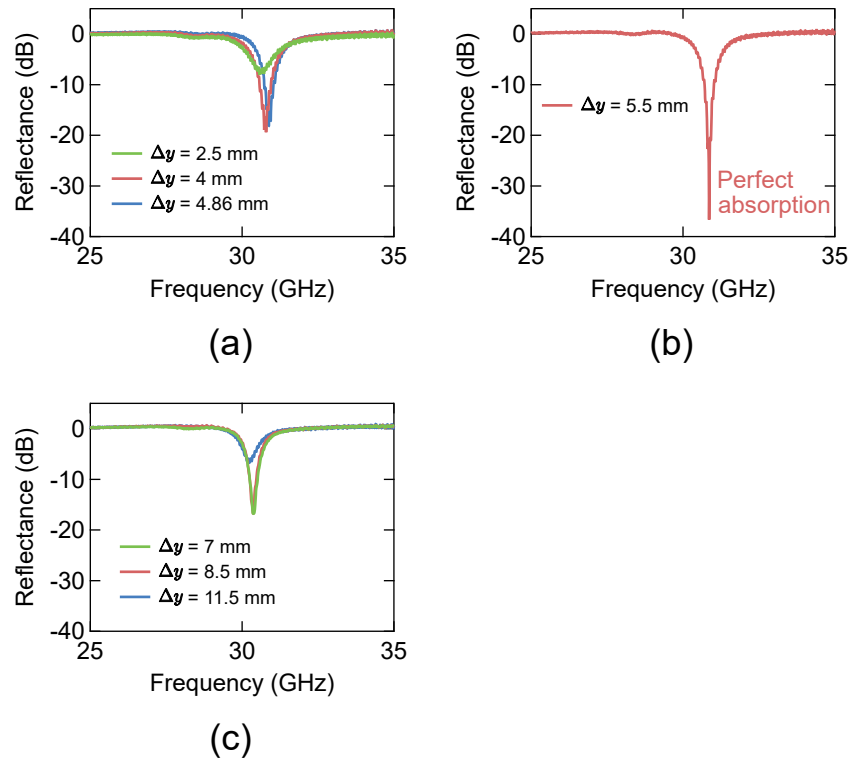


図 3.5: 垂直入射波に対する反射率の測定結果。(a) $\Delta y = 2.5$ mm、4 mm、4.86 mm の結果（密結合）。(b) $\Delta y = 5.5$ mm の結果（臨界結合）。(c) $\Delta y = 7$ mm、8.5 mm、11.5 mm の結果（疎結合）。

くなくなったが、これは試作誤差が原因であると考えられる。

3.3.3 異常吸収現象

次に、垂直入射波に対する反射測定を行った。この実験では、送信と受信に単一のホーンアンテナを用い、 freespace におけるショート/オフセットショート/ロード (SOL) 校正を行うことで、メタ表面位置の S_{11} を測定した。各サンプルの測定結果を図 3.5 に示す。図 3.5(b) に示すように、 $\Delta y = 5.5$ mm のサンプルでは、 Γ 点周波数における反射の極小が -37 dB となるほぼ完全吸収の特性を示した。すべてのサンプルはほぼ同じディラックコーン分散を示すにもかかわらず、吸収特性は Δy （単位格子密度）に強く依存しており、 $\Delta y = 5.5$ mm のサンプルより高密度のサンプル（図 3.5(a)）でも低密度のサンプル（図 3.5(c)）でも、吸収ピーク値は小さくなった。

3.4 メタ表面による完全吸収のメカニズム

メタ表面による完全吸収の物理的なメカニズムを与えるために、1ポート共振器モデルに基づいた吸収現象の定量的な考察を行う [114, 116]。1ポート共振器モデルは図 3.6 の等価回路で表され、回路中の変圧器の結合係数 l 、キャパシタンス C 、インダクタンス L 、コンダクタンス G により与えられる、共振器の内部 Q $Q_{in} = (1/G)\sqrt{C/L}$ と外部 Q $Q_{ex} = (\eta_0/l^2)\sqrt{C/L}$ によって共振器の入力インピーダンス Z_{in} は決まる。ここで、 η_0 は自由空間のインピーダンスである。

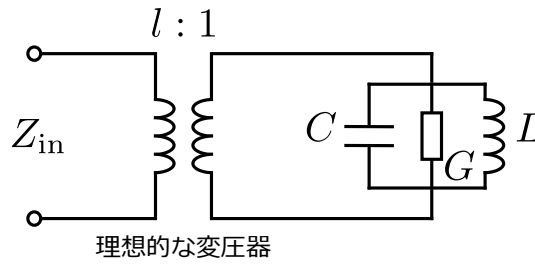


図 3.6: 1 共振器モデルの等価回路。

垂直入射波に照射されたメタ表面に 1 共振器モデルを適用し、その Z_{in} は離調時短絡面における反射から定める。共振周波数付近で、 Z_{in} は次式で与えられる。

$$\frac{Z_{in}}{\eta_0} = \frac{1/Q_{ex}}{j2\delta + 1/Q_{in}}. \quad (3.1)$$

ここで、 $\delta = (\omega - \omega_0)/\omega_0$ は離調度で ω_0 は共振角周波数である。共振付近で Q_{in} と Q_{ex} が一定とみなせると仮定すると、スミスチャート上の Z_{in} の軌跡は直径が $2Q_{in}/(Q_{in} + Q_{ex})$ の円を描くことが (3.1) 式より容易に導かれる。このインピーダンス円が共振において反射がゼロの原点と交差するとき、すなわち臨界結合となる $Q_{in} = Q_{ex}$ のときに、完全吸収が生じる。メタ表面の場合には、 Q_{in} は誘電損失と導体損失で決まり、 Q_{ex} は入射波とメタ表面の導波モードの間の外部結合に起因する。ミリ波帯ではシミュレーションに利用するための正確な誘電正接や金属導電率の値を一般には入手できないため、 Q_{in} の定量的な評価は実験によってのみ与えられる。

垂直入射波に対する反射率の測定結果をスミスチャート上にプロットした結果を図 3.7 に示す。 $\Delta y = 5.5$ mm のサンプルに対しては (図 3.7(b))、インピーダンスの軌跡に相当する反射円は原点と交差しており、臨界結合状態にあることがわかる。このことが、図 3.5(b) に示した Γ 点周波数における完全吸収の物理的なメカニズムを与えていた。一方で、 $\Delta y = 5.5$ mm のサンプルより高密度の場合 (図 3.7(a)) には反射円の直径は 1 より大きく、低密度の場合 (3.7(c)) には直径は 1 より小さくなっている。このことは、それぞれの場合が密結合と疎結合に対応することを意味する。

各サンプルについて、式 (3.1) を用いて反射特性の測定結果から抽出された Q_{in} と Q_{ex} を図 3.8 に示す。同じ図に各構造の反射特性のシミュレーション結果 (付録 B 参照) から求めた Q 値を破線で示す。図 3.8 より、 Q_{ex} は Δy に対してほぼ線形に変化すること、すなわち単位格子密度に対してほぼ反比例で変化することがわかる。一方で、 Q_{in} は単位格子密度にほとんど依存しない。また、 Q_{in} は Q_{ex} が変化する範囲内にとどまっている。 $\Delta y = 5.5$ mm における Q_{in} と Q_{ex} のトレースの交点では、垂直入射波はメタ表面の導波モードと臨界結合し、図 3.5(b) のような完全吸収現象を示す。これらの結果より、完全吸収は内部損失と外部結合がつり合った状態における ($Q_{in} = Q_{ex}$) 臨界結合現象で起こり、単位格子密度による Q_{in} とは独立した Q_{ex} の制御によって実現したことが結論付けられる。

ここで、単位格子密度による Q_{ex} の独立制御は完全吸収体の直接的な設計法を与える。すなわち提案するメタ表面においては、単位格子密度の異なるいくつかの設計に対して Q_{in} と Q_{ex} を評価し、それらを適切に内挿または外挿することで、完全吸収が得られる最適単位格子密度を合理的に決定できる。

なお、図 3.8 より、臨界結合状態の最適単位格子密度はシミュレーションでは $\Delta y = 11.5$ mm と求まるが、この値は実験より得られた $\Delta y = 5.5$ mm より低密度である。この不一致は、 Q_{in} のシミュレーション結果よりも実験結果の方が小さくなることに起因して

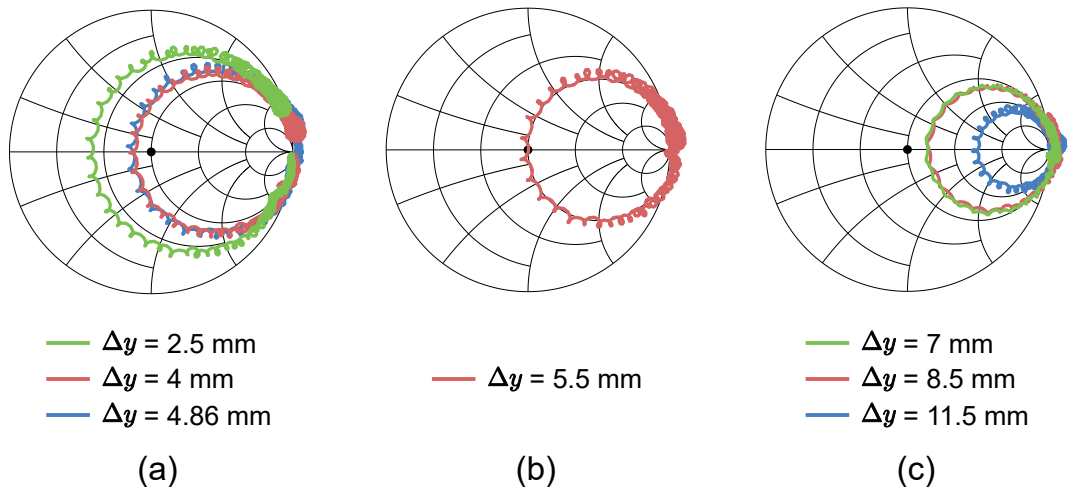


図 3.7: 垂直入射波に対する反射率の測定結果をスミスチャート上にプロットした結果。(a) $\Delta y = 2.5$ mm、4 mm、4.86 mm の結果（密結合）。(b) $\Delta y = 5.5$ mm の結果（臨界結合）。(c) $\Delta y = 7$ mm、8.5 mm、11.5 mm の結果（疎結合）。

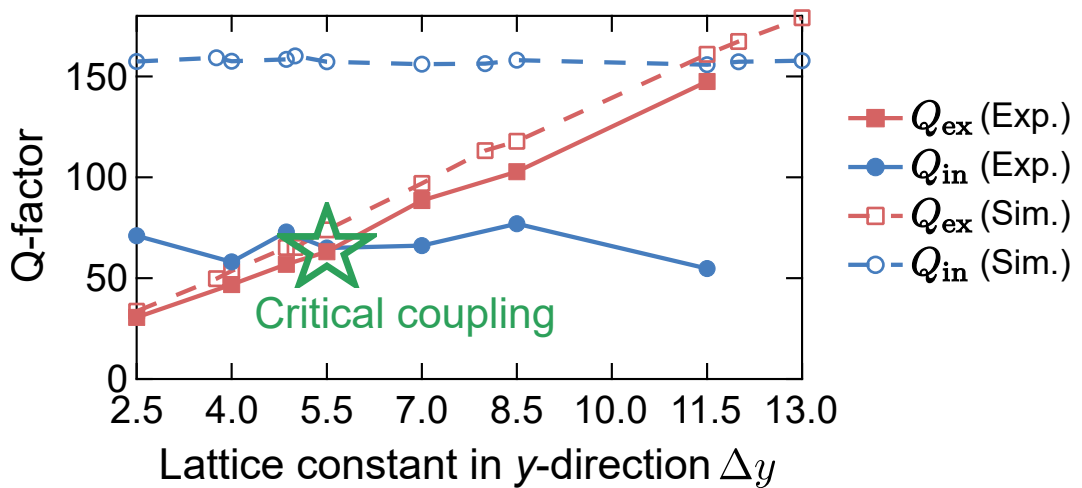


図 3.8: 内部 Q と外部 Q の単位格子密度依存性。実線：実験結果。破線：シミュレーション結果。

いる。シミュレーションでは金属パターンの導電率をバルクの銅の導電率の値で設定したため（付録 B 参照）、実験における Q_{in} の低下は、表面に金属を形成するために誘電体基板に施した粗化処理による金属界面の実効的な導電率の低下に起因すると考えられる [117]。

3.5 実現した完全吸収体性能

メタ表面により実現した極薄の完全吸収体の性能を、従来のミリ波帯の薄型吸収体 [118–121] と比較した結果を表 3.2 にまとめる。表より、37 dB もの吸収ピークを持つ提案する極薄完全吸収体は、規格化した厚さ (d/λ_0) がわずかに $1/38$ しかなく、従来のミリ波帯薄型吸収体と比べて大幅な薄型化に成功したことが確認できる。

提案する完全吸収体は、帯域外ではほぼ完全反射となる狭帯域の特性を示すが、この特性は特定の周波数選択用途やスイッチング用途に適している。一方で、帯域幅は Q 値

表 3.2: 提案する極薄完全吸収体と従来のミリ波帯薄型吸収体の比較。

	Normalized Thickness t/λ_0	Frequency (GHz)	Peak Absorption (dB)	Fractional Bandwidth (%) (≤ 20 dB)
Resistive FSS [118]	1/7.8	77	33	15
SRR-based metasurface [119]	1/31	77	11	–
BaTiO ₃ /Co ₃ O ₄ composite [120]	1/4.4	37	40	2.3
Hexagonal ferrite [121]	1/13	59	30	4.1
This study	1/38	31	37	0.4

($Q_{\text{in}} = Q_{\text{ex}}$) の低下により広くすることができる。具体的には、 Q_{in} は $1/Q_{\text{in}} = 1/Q_d + 1/Q_c$ として誘電損失と導電損失に起因する Q 値である Q_d と Q_c に分解され、 Q_d ($\propto 1/\tan \delta$) と Q_c ($\propto 1/R_s$; R は金属パターンのシート抵抗) が低下した高損失な誘電体基板や金属パターンの使用により、 Q_{in} を低下できる。これに連動して、単位格子密度のさらなる高密度化により Q_{ex} を低下する。外部結合が増大した別の構造の単位格子を導入することでも、 Q_{ex} のさらなる低下を実現できる可能性がある。

3.6 本章のまとめ

本章では、外部結合制御を導入した Γ 点で縮退した反射型メタ表面を提案し、ミリ波帯の垂直入射波に対する極薄完全吸収体を実現した。前章と同様に、単位格子密度による外部結合の独立な制御をディラックコーンメタ表面に導入することで、 $\lambda_0/38$ の厚さの極薄構造で 37 dB もの大きな吸収ピークを持つ完全吸収を実験的に実証した。メタ表面の吸収現象に対する 1 共振器モデルに基づく解析法を提案することで、完全吸収現象が内部 Q と外部 Q が等しい臨界結合状態に起因するという現象の物理的なメカニズムを解明した。

第4章 伝搬波位相制御による開口面効率の向上

この章では、伝搬波領域の位相制御を用いた遠方界制御による開口面効率の向上について述べる。本章で導入する技術は、低背・大開口・高利得・低サイドローブが同時に要求される高分解能レーダー用大開口アンテナのさらなる高性能化を目的とする。そのために、位置に依存したインピーダンス行列を導入する非周期・3層構造のメタ表面を提案し、伝搬波の局所位相を無反射で制御する。まず、本章で示す研究の背景を説明した後に、提案する無反射メタ表面の理論や設計について述べ、X帯レーダー用大開口アンテナを取り上げ、本制御技術の有用性が数値的に検証されたことを述べる。最後に、メタ表面の実験的検証に向けた単位格子の構造設計について、帯域幅の考察と単位格子構造と物性を結びつけるデータベースの構築を特徴とする、大面積のメタ表面のための設計手法について説明する。

4.1 研究背景

高利得の大開口アンテナは、電波望遠鏡や気象、船舶用の高精度レーダーなど、様々な用途で利用されている [122–124]。レーダー用のアンテナ設計では、メインローブ利得の増大だけでなく、サイドローブの抑制が不可欠となる。たとえば、スロットアレイアンテナでは、正面方向のビームを放射するためにスロット間隔が管内波長に設計されており、サイドローブの生成が不可避であるため、それを抑制する位相補償技術が必要である。しかしながら、大開口アンテナの開口面全体にわたる位相補償は技術的に困難で、位相の不均一性による開口面効率の低下やサイドローブ生成などのアンテナ性能劣化が課題となっていた。

従来の位相補償技術やサイドローブ抑制技術としては、誘電体や金属からなるレンズがあるが [125]、一般に反射が不可避であるとともに、大開口アンテナに対するレンズを考えると、大構造、高重量で製作コストも大きくなる。また、スロットアレイアンテナに対するサイドローブ抑制技術として、メタルパッチアレイによりスロットアレイからのサイドローブと逆位相のビームを生成する方法が提案されているが [126]、各メタルパッチアレイの形状や位置を最適化する複雑な設計を必要とし、本手法を多素子からなる大開口スロットアレイアンテナの開口面の2次元的な位相補償に適用することは困難である。スロットリニアアレイアンテナに対する別のサイドローブ抑制技術として、バッフル板を用いる方法も提案されている [127, 128]。この手法では、スロットリニアアレイからの放射波は、2枚のバッフル板に挟まれた領域を伝搬する間に高次モードが減衰し、それによりサイドローブが抑制される。バッフル板の構造は単純であり、設計も容易であるが、バッフル板による放射波の波面調整では、バッフル板端部の開口における位相の不均一性による開口面効率の低下やサイドローブの生成が問題となる。特に、大開口面による利得増大を目的とした、ホーン形状に出口を拡げたバッフル板を用いた設計の場合 [128]、開口におけるリニアアレイと直交する方向の位相の不均一性は不可避であり、スロットの設計で抑制する

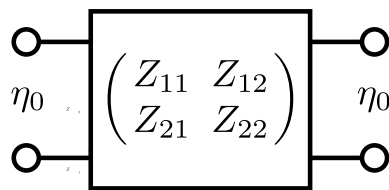


図 4.1: 自由空間と両面で整合したメタ表面に対する 4 端子回路網モデル。

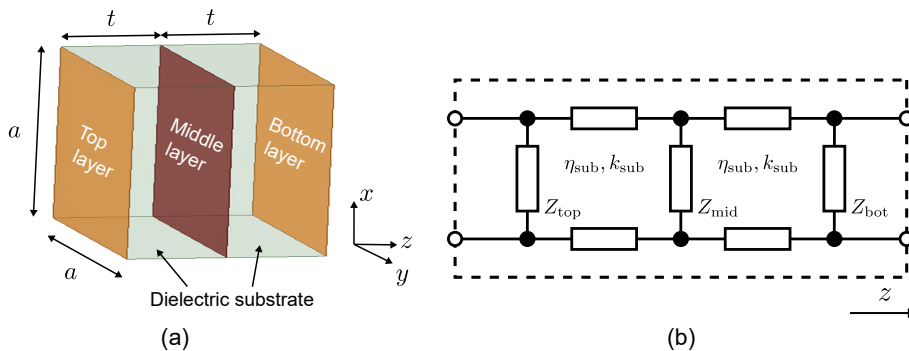


図 4.2: 提案する 3 層構造無反射メタ表面の単位格子の (a) 模式図と (b) 等価回路。

ことは難しい。以上のように、薄型軽量かつ無反射な構造による位相補償技術、特に位相を補償する領域の面積化が容易な技術はこれまでのところ未確立であり、高分解能レーダー用大開口アンテナのさらなる高性能化のためにはその実現が望まれている。

4.2 無反射メタ表面

本章では、無反射メタ表面による伝搬波制御を利用して、大開口アンテナの開口面効率の向上を図る。そのために、非周期構造のメタ表面の各単位格子の局所的な S パラメータ行列 $[S]$ を次式とし、位置に依存した移相量 θ を無反射で導入することを考える。

$$[S] = \begin{pmatrix} 0 & \exp(j\theta) \\ \exp(j\theta) & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.1)$$

各単位格子の設計を図 4.1 の 4 端子回路網モデルで考える。メタ表面の入射側と透過側の両面はいずれも自由空間インピーダンス η_0 と整合させる。各単位格子の局所的なインピーダンス行列 $[Z]$ は、式 (4.1) より次式で与えられる。

$$[Z] = \eta_0 \begin{pmatrix} \frac{1+e^{2j\theta}}{1-e^{2j\theta}} & \frac{2e^{2j\theta}}{1-e^{2j\theta}} \\ \frac{2e^{2j\theta}}{1-e^{2j\theta}} & \frac{1+e^{2j\theta}}{1-e^{2j\theta}} \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

ここで、S パラメータ行列の独立な 3 成分を式 (4.1) に設計するために、図 4.2(a) の単位格子を持つ 3 層構造を導入する [129]。2 層の誘電体と 3 層のインピーダンス層からなる構造で、面内の x 方向と y 方向の格子定数を a とする。 z 方向の伝搬に対する等価回路は図 4.2(b) に示される。比誘電率 ϵ_r の誘電体層は、波動インピーダンス $\eta_{\text{sub}} = \eta_0 / \sqrt{\epsilon_r}$ と波数 $k_{\text{sub}} = \sqrt{\epsilon_r} k_0$ を持つ伝送線路として表され、インピーダンス層のシャントインピーダンスは Top 層、Middle 層、Bottom 層の順にそれぞれ Z_{top} 、 Z_{mid} 、 Z_{bot} とする。伝送線路理

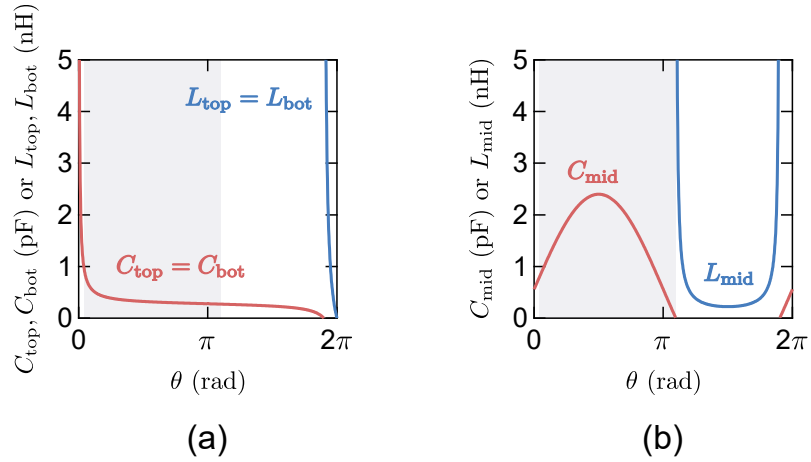


図 4.3: (a) Top 層 / Bottom 層と (b) Middle 層に必要なシャントキャパシタンス / インダクタンス値の移相量 θ に対する依存性。基板のパラメータは $t = 0.8$ mm、 $\epsilon_r = 2.53$ とし、設計周波数を 9.41 GHz とした。

論より、式 (4.2) を実現するシャントインピーダンスは次式で与えられる [130]。

$$Z_{\text{top}} = Z_{\text{bot}} = -j \left(\frac{\cot k_{\text{sub}} t}{\eta_{\text{sub}}} + \frac{1 + \cos \theta}{\sin \theta} \frac{1}{\eta_0} \right)^{-1}, \quad (4.3)$$

$$Z_{\text{mid}} = -j \frac{\eta_{\text{sub}}^2 \sin^2 k_{\text{sub}} t}{\eta_{\text{sub}} \sin 2k_{\text{sub}} t + \eta_0 \sin \theta}. \quad (4.4)$$

ここで、誘電体 2 層の厚さはいずれも t とする。基板のパラメータを $t = 0.8$ mm、 $\epsilon_r = 2.53$ とし、設計周波数を 9.41 GHz (船舶レーダーの動作周波数) とした場合の、各層のシャントインピーダンスの移相量 θ に対する依存性を図 4.3 に示す。図には、次式で計算されるシャントキャパシタンスまたはシャントインダクタンスを示している。

$$C_u = -1/\omega \Im(Z_u) \quad (\text{when } \Im(Z_u) < 0), \quad (4.5)$$

$$L_u = \Im(Z_u)/\omega \quad (\text{when } \Im(Z_u) \geq 0). \quad (4.6)$$

ここで、 $u = \text{top, mid, bot}$ である。図 4.3 より、 CL 値が発散する特定の角度付近を除けば、任意の位相量を実用的な範囲の CL 値で実装できることがわかる。

典型的な場合として、 $\theta = 1, 3, 5$ rad の移相量を導入する単位格子を考える。基板のパラメータと設計周波数を図 4.3 と同条件とすると、各層に必要な CL 値は表 4.1 で与えられ、等価回路解析より計算した各単位格子の S パラメータを図 4.4 に示す。図中の破線は設計周波数と設計移相量を表す。ここで、S パラメータの周波数特性を計算する際には、表 4.1 で示した CL 値の周波数依存性がないことを仮定している。図 4.4 より、設計周波数において、透過位相が設計値と等しい無反射の単位格子が実現したことが確認できる。また、動作帯域幅は移相量 θ に依存するが、この点については 4.4 節で議論する。

4.3 開口面効率の向上の数値的検証

4.3.1 アンテナシステム

4.2 節で導入した無反射メタ表面による局所的な位相制御技術について、X 帯スロットリニアアレイアンテナに適用して、本技術の有効性を数値的に検証する。数値検証で取り上

表 4.1: $\theta = 1, 3, 5$ rad の移相量を導入する単位格子における各層の CL 値。

θ (rad)	$C_{\text{top}} = C_{\text{bot}}$ (pF)	$L_{\text{top}} = L_{\text{bot}}$ (nH)	C_{mid} (pF)	L_{mid} (nH)
1	0.36	-	2.11	-
3	0.28	-	0.82	-
5	0.22	-	-	0.24

げるアンテナシステムを図 4.5 に示す。アンテナには船舶レーダー用に開発されたスロットリニアアレイアンテナ [128] を用いる。スロットアレイには、WR-90 矩形導波管の短辺側の側壁に誘電体を挿入した構造からなる準 TEM モード導波管を用い、低交差偏波比の y 方向偏波が放射される。2 枚の金属バツフル板は、利得を増大するために出口の拡がったホーン形状で導入した。バツフル板の開口の大きさは、100 mm×600 mm である。アンテナの構造や設計の詳細は文献 [128] を参照されたい。メタ表面はアンテナ開口を覆うように導入し、開口面の位相変動を補償する。

メタ表面がない場合のアンテナの特性を評価するために、放射電界のアンテナ開口面における電界分布を HFSS の伝搬解析で計算した。周波数は 9.41 GHz とした。振幅分布と位相分布の解析結果をそれぞれ図 4.6(a) と (b) に示す。図 4.6(b) よりわかるように、開口の中心部から端部にかけて位相は変動している。放射への寄与が支配的な振幅が -15 dB を超える領域（図 4.6(a) の破線で囲まれた領域）に限っても、位相の変動は最大で 2.88 rad である。この位相の不均一性は開口面効率の低下を招き、サイドローブの発生につながる。

4.3.2 メタ表面の設計

開口面全体を覆うメタ表面により、開口面の位相変動を補償する。メタ表面の単位格子の面内格子定数は $a = 5$ mm とし、開口面を 5 mm×5 mm の素子に分割する（素子数：20×120）。4.2 節で用意した 3 層構造の無反射メタ表面を各素子に配置することで、位相変動の補償を行う。数値検証においても、基板のパラメータは $t = 0.8$ mm、 $\epsilon_r = 2.53$ とし、設計周波数を 9.41 GHz とする。図 4.6(a) の破線で囲まれた放射への寄与が支配的な領域における最大で 2.88 rad の位相変動を補償するために、本数値検証では図 4.3 の網掛け部分の $0.13 \text{ rad} \leq \theta \leq 3.44 \text{ rad}$ の領域のみを利用する。網掛け部分の領域の単位格子は全層が容量性であり、 $(C_{\text{top}}, C_{\text{bot}})$ と C_{mid} はそれぞれ 1 pF 以下と 2.4 pF 以下と実用上実装可能な値である。図 4.6(b) のメタ表面がない場合のアンテナ開口面における位相分布の解析結果からメタ表面を設計する。まず、開口面全体にわたる位相補償を行うために導入すべき移相量 θ の分布が求まり、そこから各層に実装すべきキャパシタンス分布の設計値が決まる。キャパシタンス分布の設計値を図 4.7 に示す。付録 C に示すように、各層のキャパシタンスはインターディジタルキャパシタにより実装可能であり、キャパシタの枝の長さによりキャパシタンス値を制御できる。なお、3 層構造メタ表面の全厚は 1.6 mm であり、設計周波数における自由空間波長やアンテナシステム全体と比べると十分に薄い。

4.3.3 数値検証

メタ表面による局所的な位相制御の有効性を検証するために、アンテナ開口面に設計したメタ表面を設置して、HFSS の伝搬解析による電磁界シミュレーションを実施した。シミュレーションにおいて、20×120 の素子数の単位格子からなるメタ表面はアンテナ開

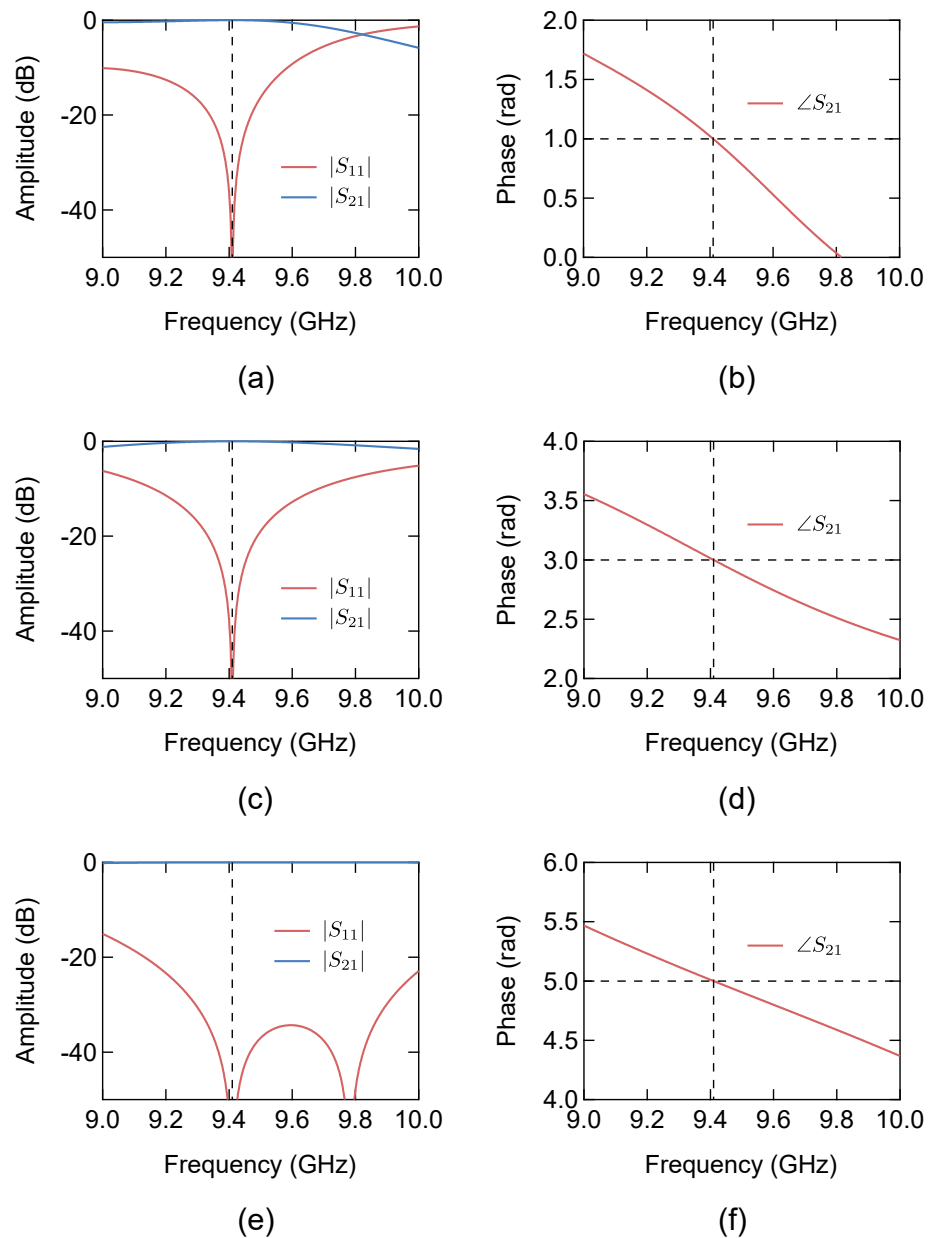


図 4.4: 等価回路解析から計算される無反射メタ表面の S パラメータ。移相量 $\theta = 1$ rad の単位格子の (a) 振幅と (b) 位相の結果。移相量 $\theta = 3$ rad の単位格子の (c) 振幅と (d) 位相の結果。移相量 $\theta = 5$ rad の単位格子の (e) 振幅と (f) 位相の結果。図中の縦の破線は設計周波数を、(b), (d), (f) の横の破線は設計移相量を表す。基板のパラメータは $t = 0.8$ mm、 $\epsilon_r = 2.53$ とし、設計周波数を 9.41 GHz とした。

口面全体を覆い、各単位格子は 2 枚の誘電体基板 ($t = 0.8$ mm、 $\epsilon_r = 2.53$ 、誘電正接 $\tan \delta = 0.0018$) と図 4.7 のキャパシタンス値を持つインピーダンス境界で構成する。なお、開口面の離散化が設計周波数における自由空間波長に比べて十分に細かいことから、計算コストを低減するために、各層にインピーダンス値を実装する物理的な構造 (付録 C を参照) を本シミュレーションでは考慮していない。入射波の周波数は 9.41 GHz に設定した。

メタ表面の透過側の面における電界位相分布を図 4.8 に示す。図 4.6(b) に示したメタ表面がない場合のアンテナ開口面位相分布と比べると、メタ表面の導入により、端部を含む開口面全体で位相補償が行われ、開口面の位相の均一性が向上したことが確認できる。開

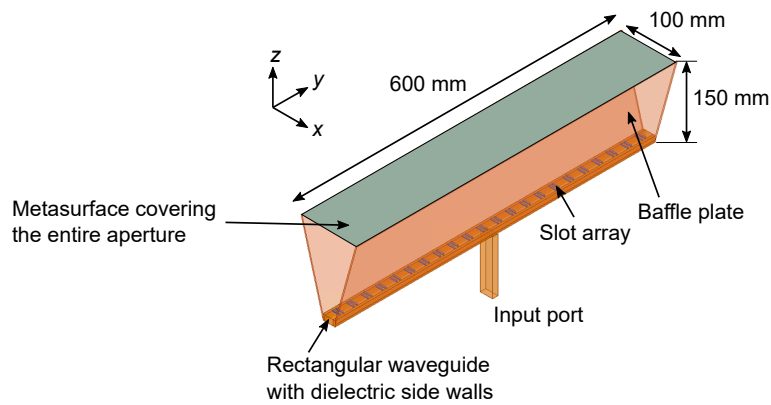


図 4.5: 無反射メタ表面により開口面の位相補償を行う X 帯スロットリニアアレイアンテナ。

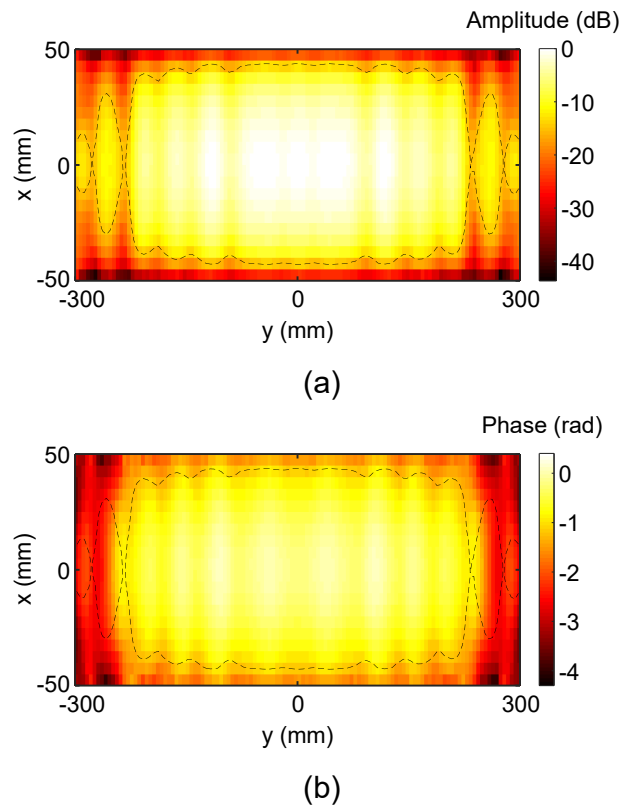


図 4.6: メタ表面がない場合のアンテナ開口面における電界分布。(a) 振幅分布。(b) 位相分布。

口面位相分布の x 方向と y 方向の断面を図 4.9 に示す。青線で示すメタ表面がない場合の結果では、開口の中心に比べて端部の位相は遅れているが、メタ表面がある場合の結果を示す赤線では、この端部の位相遅れが補償されていることがわかる。たとえば、図 4.9 において、開口中心と比べた位相の変動が $\pm\pi/5$ の範囲内に収まる領域（図中の破線を参照）は、メタ表面の導入により、 x 方向と y 方向でそれぞれ 32%と 17%拡大している。

スロットアレイアンテナの遠方界放射利得パターンシミュレーション結果を図 4.10 に示す。青線と赤線はそれぞれ E 面 (yz 面) と H 面 (zx 面) のパターンを、実線と破線はそれぞれメタ表面がある場合とない場合の結果を表す。図より、メタ表面がない場合のア

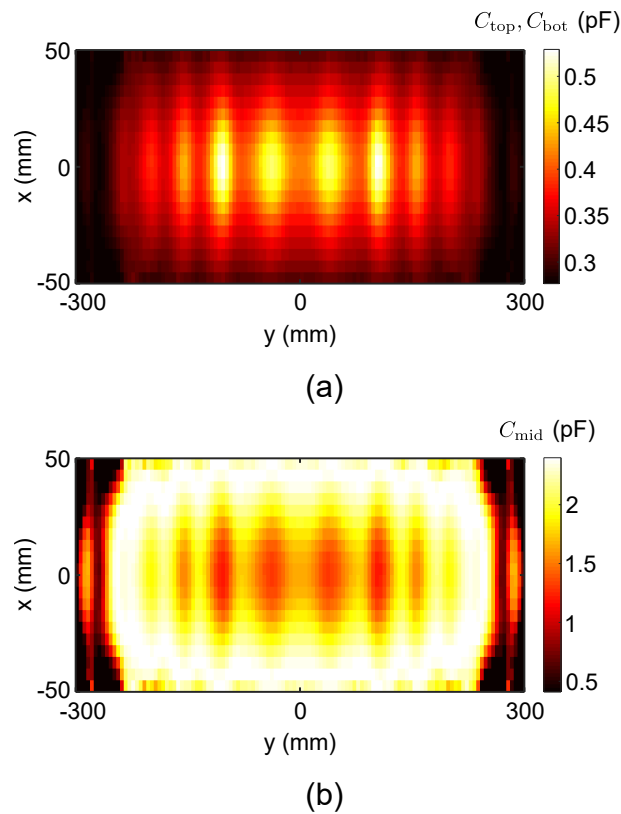


図 4.7: 開口面の位相補償を行うために各層に実装すべき CL 値分布。(a) Top/Bottom 層 ($C_{top} = C_{bot}$)。 (b) Middle 層 (C_{mid})。

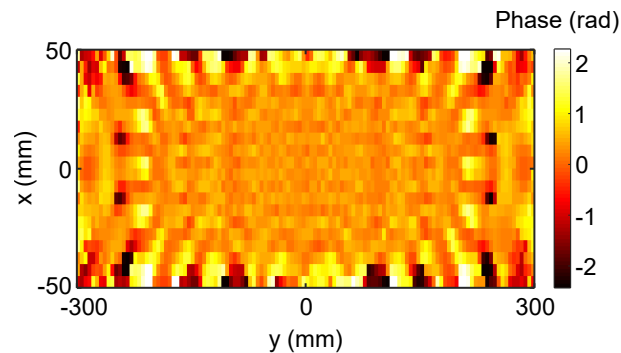


図 4.8: メタ表面がある場合のアンテナ開口面における電界位相分布。

アンテナでは -20 dB を上回るサイドローブが生成されており、メインローブとサイドローブの間には明瞭なヌル点が形成されないことが確認できる。これらの特性は高分解能レーダーなどの特定の用途では問題となる。一方で、メタ表面がある場合には、E面とH面の両方でサイドローブは大幅に抑制される。第1サイドローブレベルはE面で -26 dB、H面で -24 dB まで低減し、メインローブと第1サイドローブの間のヌル点も明瞭である。また、メインローブの利得はメタ表面により 1.4 dB 増大し、開口面効率はメタ表面がない場合と比べて 14.2% 向上した。メタ表面がある場合とない場合のスロットアレイアンテナのアンテナ特性のシミュレーション結果を表 4.2 にまとめる。以上の結果から、無反射メタ表面による局所的な位相補償の有効性と、それによる開口面効率の向上やアンテナ特性

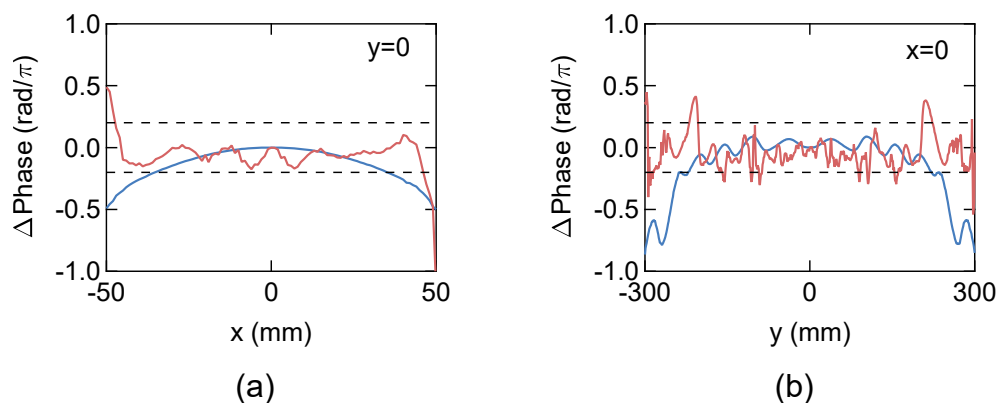


図 4.9: 開口の (a) x 方向と (b) y 方向の中心線（それぞれ $y = 0$ と $x = 0$ ）に沿った電界位相分布。

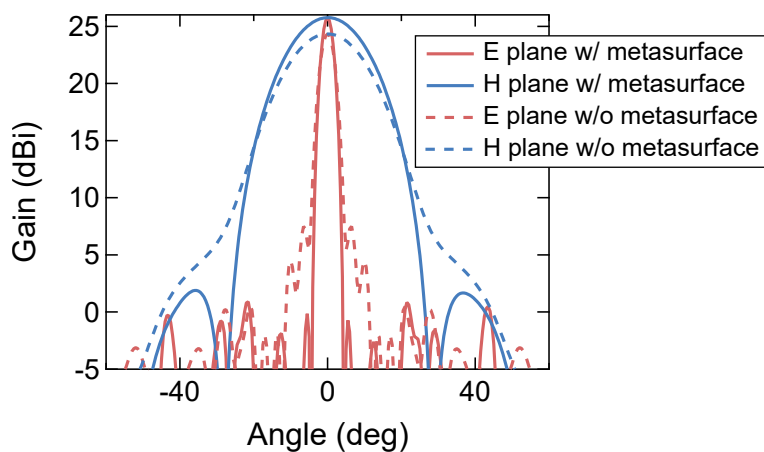


図 4.10: 遠方界放射利得パターンのシミュレーション結果。

の向上が数値的に検証された。

表 4.2: メタ表面がある場合とない場合のスロットアレイアンテナのアンテナ特性のシミュレーション結果。

	w/ metasurface	w/o metasurface
Peak directivity (dBi)	26.7	25.3
Peak gain (dBi)	25.8	24.3
Peak realized gain (dBi)	25.3	23.9
Aperture efficiency (%)	50.7	36.5
Radiation efficiency (%)	80.8	80.0
Port reflection (dB)	-10.4	-10.5

4.4 メタ表面の構造設計と実装

本節では、無反射メタ表面による開口面効率向上の実験的検証に向けて、3層構造により所望のインピーダンス行列を各单位格子に実装する際の、物理的な構造設計について述べる。各層のシャントインピーダンスはインターディジタルキャパシタやメアンダラインなどの金属パターンで実装する。また、各单位格子の動作帯域幅は導入する移相量に依存する。動作帯域幅が広帯域となる移相量を調べ、金属パターンの構造と物性を結びつけるデータベースに基づいて、大面積の非周期メタ表面の構造設計を行う。

4.4.1 メタ表面の構成

3層構造によるメタ表面の構成を図 4.11(a) に示す。2枚の NPC-F260A 基板（厚さ $t = 1.53$ mm、比誘電率 $\epsilon_r = 2.56$ 、誘電正接 $\tan \delta = 0.0015$ ）を用いる。まず、1枚目の片面に Top 層の金属パターンを実装し、もう1枚の両面にそれぞれ Middle 層と Bottom 層の金属パターンを実装する。最後に2枚の基板を接着層（0.08 mm 厚の NPC-F260A）で張り合わせる。実装プロセスの都合上、図 4.11(b) に示す通り、600 mm × 102 mm の大きさのメタ表面を2枚に分けて試作する。余白を含めた基板の大きさはそれぞれが 320 mm × 140 mm である。図 4.2(a) とは異なり、接着層により表裏で非対称な構造となるため、 $Z_{\text{top}} \neq Z_{\text{bot}}$ となる。このことを考慮し、各層のシャントインピーダンスを移相量 θ に対して計算すると図 4.12 を得る。

4.4.2 等価回路解析に基づく単位格子の動作帯域幅

図 4.4 に示した典型的な単位格子の S パラメータの周波数特性から明らかのように、単位格子の動作帯域幅は導入する移相量 θ に依存する。数値検証でも述べたように、 2π の幅を持つ θ のうち、一部の領域の単位格子のみを用いれば開口面の位相補償は行えることから、広帯域の特性が得られる θ のみを用いることがメタ表面全体の動作帯域幅を向上するために必要となる。そこで動作帯域幅の θ 依存性を以下のように評価する。まず、図 4.4 と同様に、等価回路解析に基づいて、各層の CL 値は周波数依存性がないという仮定の下に S パラメータを計算し、各 θ における動作帯域幅を計算する。ここで、動作帯域幅は反射 ($|S_{11}|, |S_{22}|$) が -15 dB 以下で、透過位相 ($\angle S_{21}$) と設計した移相量 θ との差が 0.2 rad 以下となる領域として定義する。結果を図 4.13 に示す。図 4.12 と図 4.13 より、Middle 層が容量性よりも誘導性の単位格子の方が帯域幅は広く、各層のキャパシタンス値が大きく

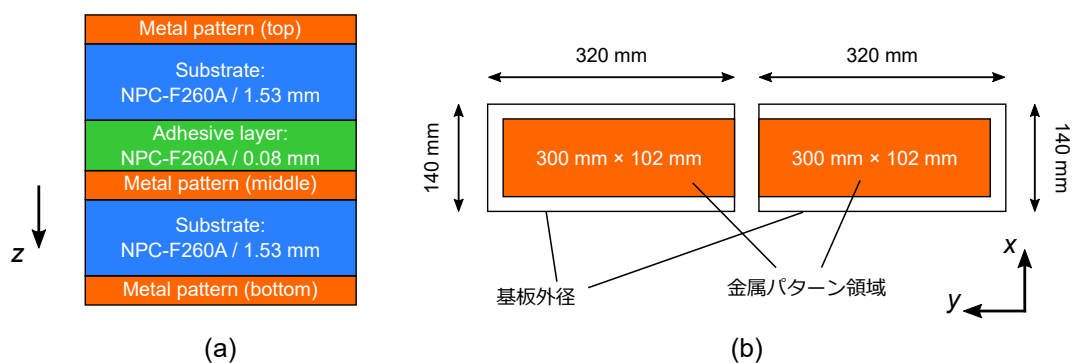


図 4.11: メタ表面の構成。(a) 側面図。(b) 平面図。

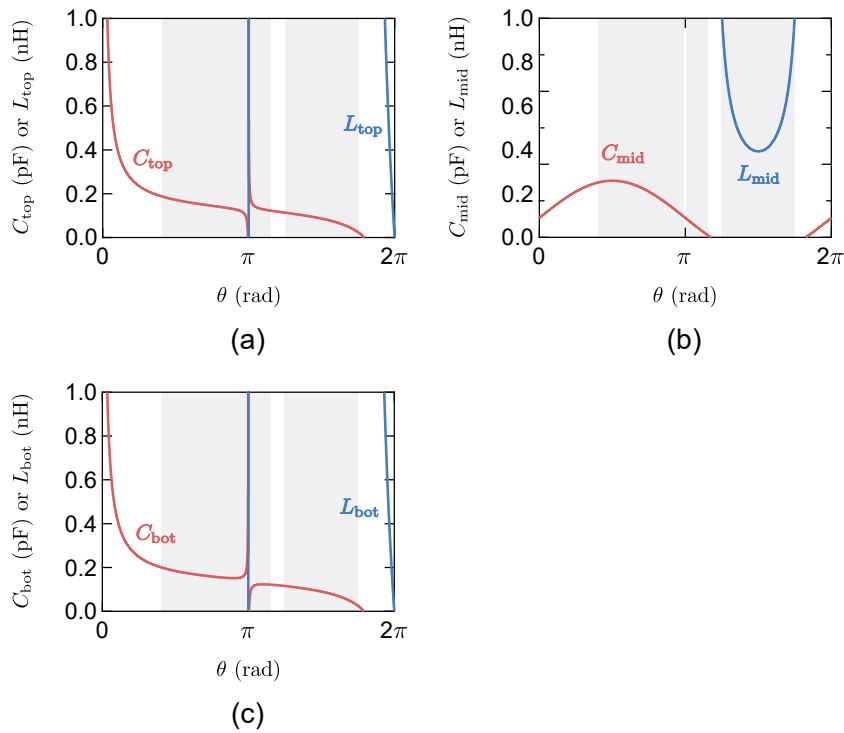


図 4.12: (a) Top 層、(b) Middle 層、(c) Bottom 層に必要なシャントキャパシタンス/インダクタンス値の移相量 θ に対する依存性。基板のパラメータは $t = 1.53$ mm、 $\epsilon_r = 2.56$ とし、0.08 mm 厚の同じ誘電体を接着層とした。設計周波数は 9.41 GHz。

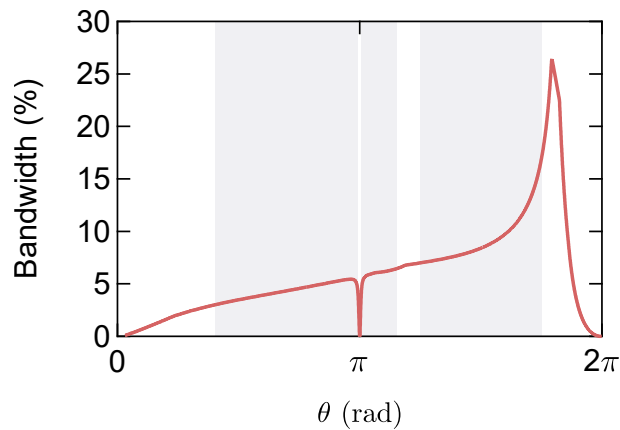


図 4.13: 単位格子の帯域幅の移相量 θ に対する依存性。帯域幅は反射 ($|S_{11}|$, $|S_{22}|$) が -15 dB 以下で、透過位相 ($\angle S_{21}$) と設計した移相量 θ との差が 0.2 rad 以下となる領域として定義。

なるにつれて帯域幅は狭くなることがわかる。ここで、帯域幅が 3% 以上で、各層のシャントキャパシタンス/インダクタンスが以下の領域内に収まる範囲の θ をメタ表面の実装

に用いることにする (Top 層と Bottom 層は容量性のみ)。

$$\begin{aligned} 0.02 \text{ pF} &\leq C_{\text{top}}, C_{\text{bot}} \leq 0.25 \text{ pF}, \\ 0.03 \text{ pF} &\leq C_{\text{mid}} \leq 0.78 \text{ pF}, \\ 1.17 \text{ nH} &\leq L_{\text{mid}} \leq 3.08 \text{ nH}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

図 4.12 と図 4.13 より、上記の条件を満たす θ の範囲は、 $1.27 \text{ rad} \leq \theta \leq 3.12 \text{ rad}$ 、 $3.16 \text{ rad} \leq \theta \leq 3.62 \text{ rad}$ 、 $3.93 \text{ rad} \leq \theta \leq 5.50 \text{ rad}$ となる (図 4.12 と図 4.13 の網掛け部分)。

4.4.3 単位格子の構造設計

試作では、メタ表面の面内格子定数 $a = 3 \text{ mm}$ とする。4.4.2 節で示した実装に用いる移相量の範囲をカバーする単位格子の構造設計を行う。そのために、金属パターンの構造とシャントキャパシタンス/インダクタンスを結びつけるデータベースを構築する。まず、

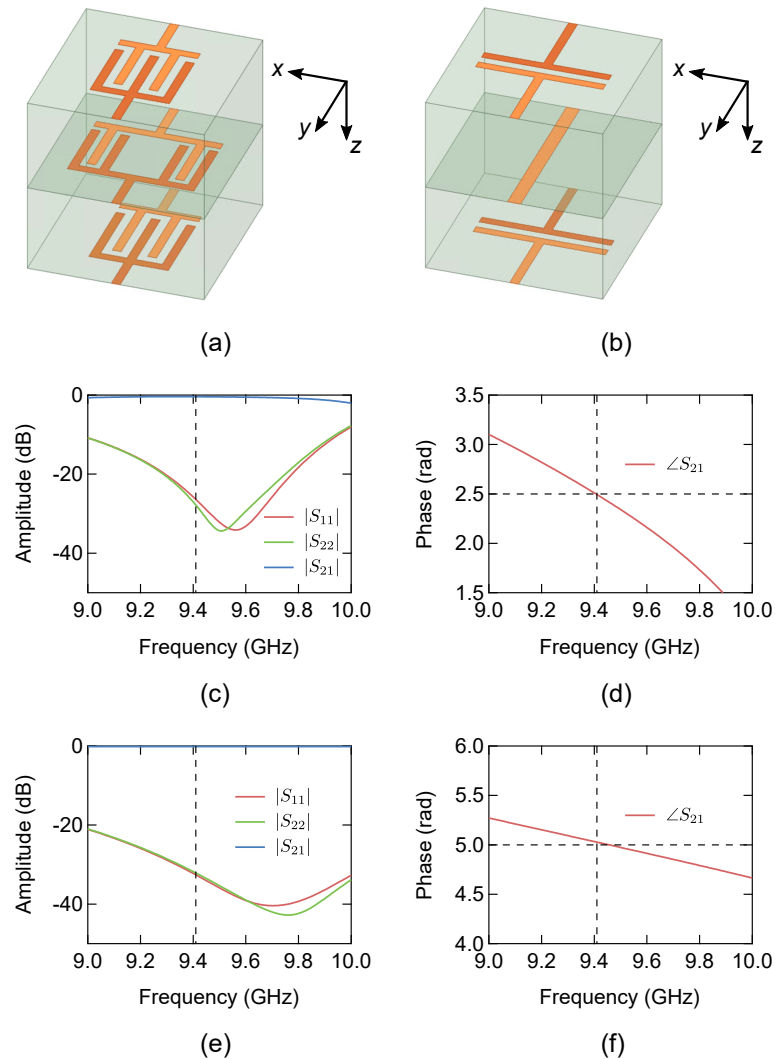


図 4.14: 典型的な単位格子の実装と電磁界シミュレーションで計算した伝搬特性。(a) 2.5 rad と (b) 5 rad の移相量を導入する単位構成の構造。(a) の単位格子の (c) 振幅と (d) 位相のシミュレーション結果。(b) の単位格子の (e) 振幅と (f) 位相のシミュレーション結果。

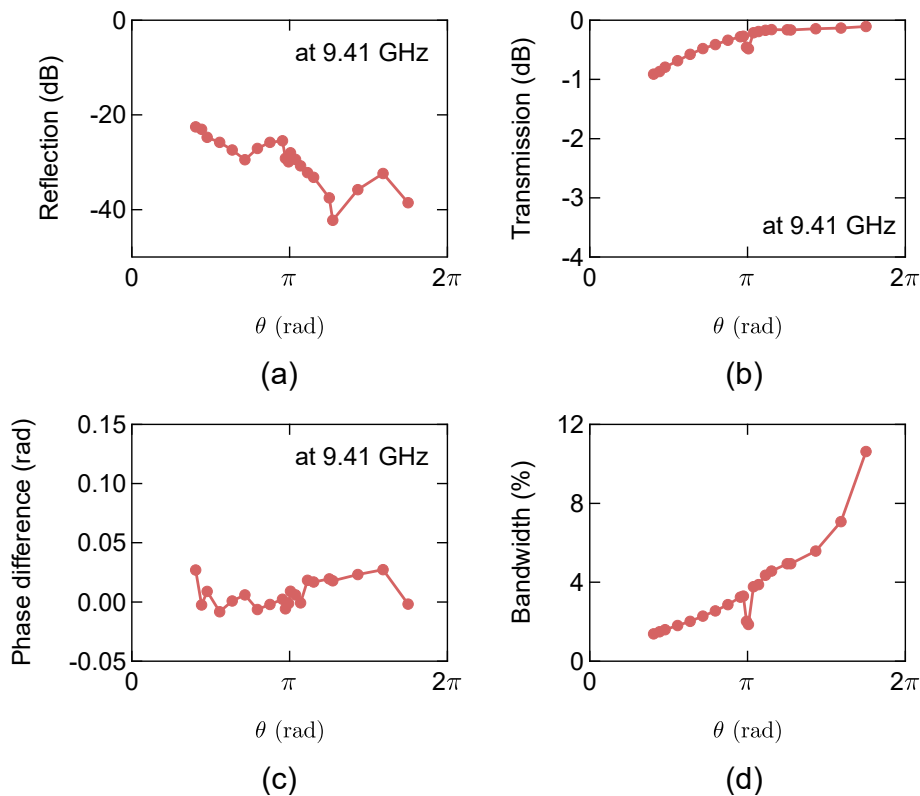


図 4.15: 設計した単位格子で実現した伝搬特性の移相量 θ に対する依存性。設計周波数における (a) 反射振幅、(b) 透過振幅、(c) 透過位相の設計値との差、(d) 動作帯域幅。

各層を独立に解析・設計し、式 (4.7) の CL 値の範囲をカバーする構造を与える。キャパシタンス値は T 型キャパシタやインターデジタルキャパシタの枝の長さで制御し、インダクタンス値は直線ストリップ導体の幅やメアンダーラインの長さで制御する。つぎに、3 層構造として層間の結合を取り入れ、構造の補正を行う。詳細は付録 C で説明する。

典型的な場合として $\theta = 2.5, 5$ rad の移相量を導入する単位格子について、金属パターンの構造を図 4.14(a), (b) に、HFSS の電磁界シミュレーションで計算した S パラメータの周波数特性を図 4.14(c), (d) に示す。シミュレーションでは、2 次元の周期境界条件を課し、単位格子が 2 次元に無限周期配列する構造に対する伝搬を解析することで、隣接する単位格子の影響を近似的に取り入れた。図より、設計周波数において、反射は -20 dB 以下で、透過位相の設計値との差は 0.03 rad 以下であることがわかり、無反射メタ表面の設計に利用可能な特性を有することが確認できる。1.27 rad から 5.5 rad までの 21 点の移相量 θ に対応する単位格子の設計に対して、実現した性能を電磁界シミュレーションで調べた。設計周波数における透過振幅、反射振幅、透過位相の設計値との差、動作帯域幅（反射が -15 dB 以下で、透過位相 ($\angle S_{21}$) の設計値との差が 0.2 rad 以下となる領域）を図 4.15 に示す。すべての設計に対して、反射は -20 dB 以下で、透過位相の設計値との差は 0.03 rad 以下となり、実用上十分な特性を有する無反射メタ表面が実現可能であることがわかる。実装した CL 値の周波数特性や層間の結合のために、図 4.15(d) の実現した動作帯域幅は図 4.13 の等価回路解析に基づく推定と比べると低減したが、最も狭い $\theta = 1.27$ rad の単位格子でも 1.4% あり、船舶レーダー応用としては許容される性能が確保される。

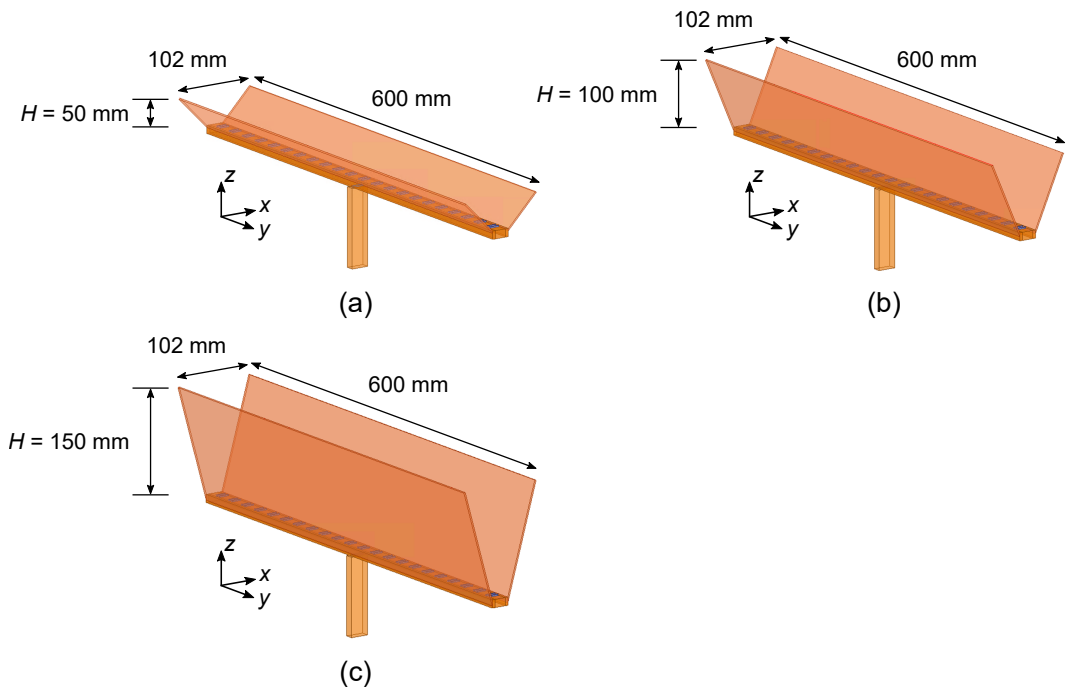


図 4.16: メタ表面位置の検討のために実施した電磁界シミュレーションにおけるアンテナ。(a) $H = 50$ mm (試作条件)。(b) $H = 100$ mm。(c) $H = 150$ mm。

4.4.4 メタ表面位置の検討と構造設計

メタ表面の試作にあたって、スロットアレイアンテナから見たメタ表面の設置位置の影響を数値的に検討する。メタ表面位置の検討のために実施した電磁界シミュレーションにおけるアンテナを図 4.16 に示す。数値検証と同様の船舶レーダー用スロットリニアアレイアンテナを用い、バッフル板で形成される開口の大きさは $102\text{ mm} \times 600\text{ mm}$ とした。バッフル板の傾きと大きさを変えて、スロットアレイから見た開口面の高さを $H = 50, 100, 150$ mm と変えた構造について考える。開口面を $3\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ の素子に分割し、 $34 \times 200 = 6800$ 個の単位格子からなる大面積・大素子数のメタ表面を開口面に設置する。まず、試作に使用する基板の構成や単位格子のサイズに基づいて、メタ表面の設計とその動作の数値検証を行う。

$H = 50, 100, 150$ mm の 3 通りのアンテナ構造について、メタ表面がない場合の開口面位相分布を電磁界シミュレーションで解析し、それに基づいて 4.3 節と同様にメタ表面の設計と動作解析を行った。メタ表面がない場合とある場合の開口面位相分布のシミュレーション結果を図 4.17 に示す。メタ表面がない場合、 H を低くしてアンテナを低背化すると、特に x 方向における位相の不均一性が顕著になることが確認できる。一方で、無反射メタ表面を導入して局所的な位相補償を行うと、3 通りのいずれのアンテナ構造においても開口面位相の均一性が改善することがわかる。遠方界放射利得パターンのシミュレーション結果を図 4.18 に示し、メタ表面により向上したアンテナ特性を表 4.3 にまとめる。メタ表面がない場合は、アンテナの低背化により、メインローブの利得は低減し、特に H 面におけるサイドローブの増大が確認できる。一方で、メタ表面がある場合には、低背化によるアンテナ特性の劣化は抑えられ、利得やサイドローブレベルは維持されている。最も低背の $H = 50$ mm の構成でも、第 1 サイドローブレベルは E 面と H 面の両方で -22 dB 以下に抑えられる。このときメインビーム利得と開口面効率、メタ表面がない場合と比べ

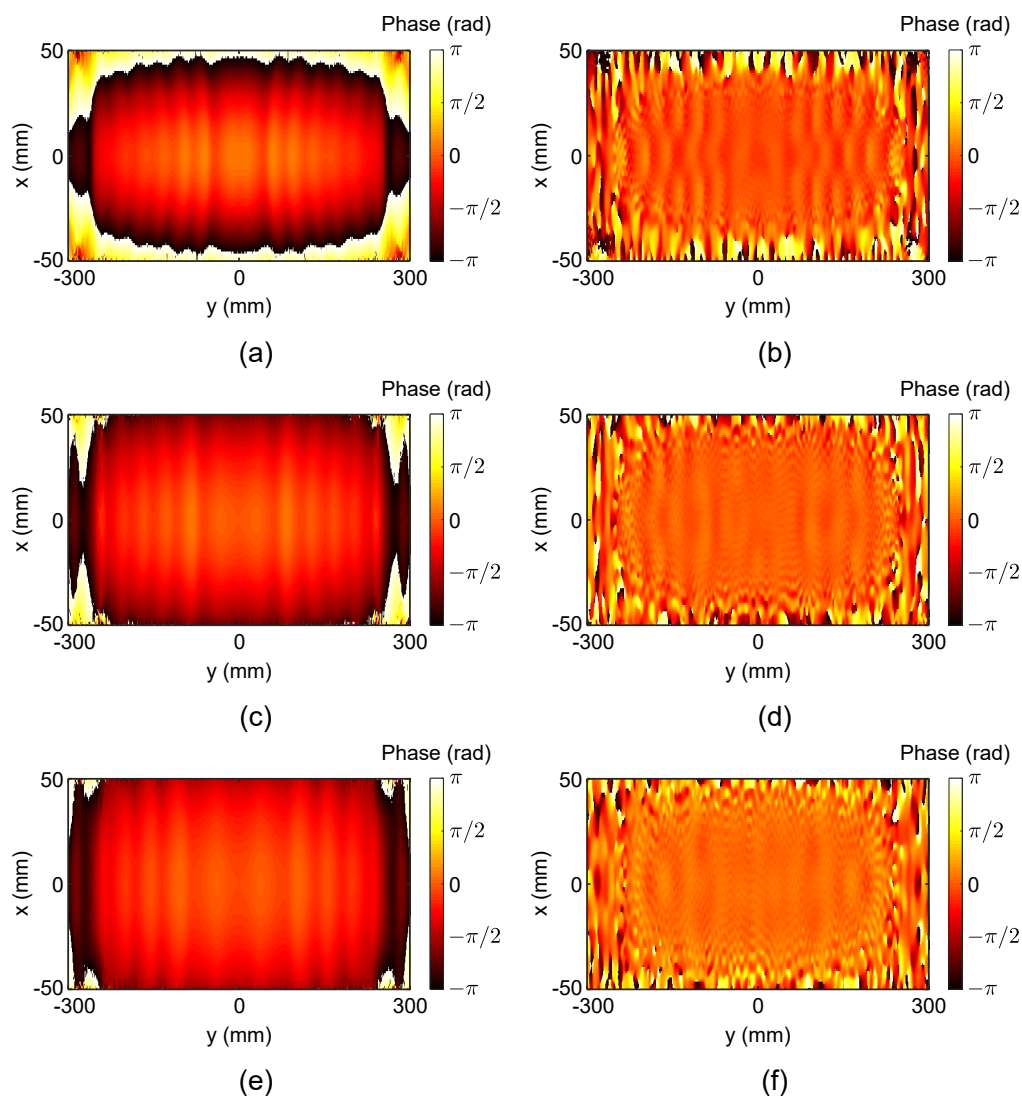


図 4.17: 電磁界シミュレーションで計算された開口面位相分布。 $H = 50$ mm のアンテナ構造に対するメタ表面が (a) ない場合と (b) ある場合の結果。 $H = 100$ mm のアンテナ構造に対するメタ表面が (c) ない場合と (d) ある場合の結果。 $H = 150$ mm のアンテナ構造に対するメタ表面が (e) ない場合と (f) ある場合の結果。

それぞれ 3.0 dB と 20.5% 向上したことがわかる。

表 4.3: メタ表面がある場合とない場合のアンテナ特性のシミュレーション結果。メタ表面がない場合はヌル点が明瞭でないため、サイドローブレベルを記載していない。

	$H = 50$ mm		$H = 100$ mm		$H = 150$ mm	
	w/ MS	w/o MS	w/ MS	w/o MS	w/ MS	w/o MS
Peak gain (dBi)	25.0	22.0	25.6	23.9	25.7	24.4
Aperture efficiency (%)	41.5	21.0	47.8	32.3	48.5	36.3
1st side lobe level (E) (dB)	-22.2	-	-23.1	-	-24.4	-
1st side lobe level (H) (dB)	-29.2	-	-23.6	-	-25.2	-

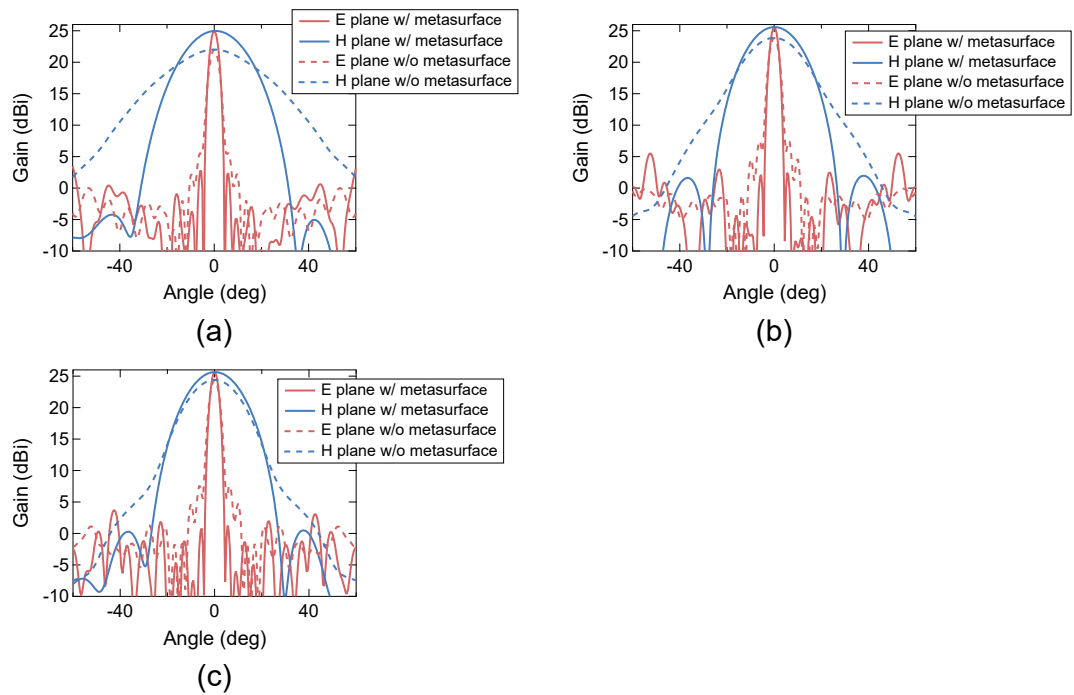


図 4.18: 遠方界放射利得パターンのシミュレーション結果。(a) $H = 50$ mm。(b) $H = 100$ mm。(c) $H = 150$ mm。

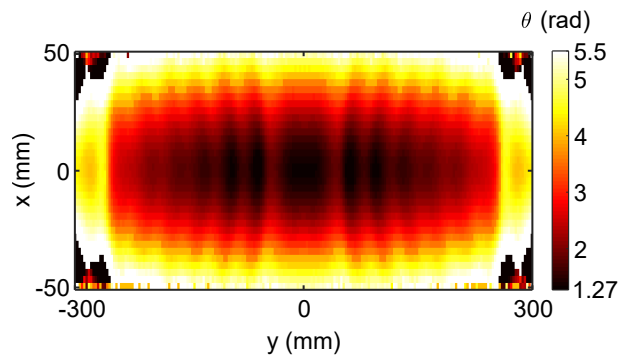


図 4.19: 試作するメタ表面で局所的に導入する位置に依存した移相量 θ の分布。

$H = 50$ mm のアンテナ構造についてメタ表面の試作を行う。無反射メタ表面により開口面に導入すべき移相量 θ の分布を図 4.19 に示す。付録 C に示した、3 層メタ表面の構造と移相量 θ を結びつけるデータベースに基づいて、図 4.19 の移相量分布を実現する大面積の非周期メタ表面を設計した。各単位格子の 3 層の金属パターン構造の設計結果を図 4.20 に示す。以上のようにして、開口面の局所的な位相補償を行う大面積の非周期メタ表面の構造が与えられた。試作品の写真を図 4.21 に示す。

なお、単位格子の設計では 2 次元の周期境界条件を課したが、実際のメタ表面では異なる構造の単位格子が隣接する。局所的なインピーダンスやメタ表面の性能に対する構造の非周期性の影響については、今後実験により検証する。

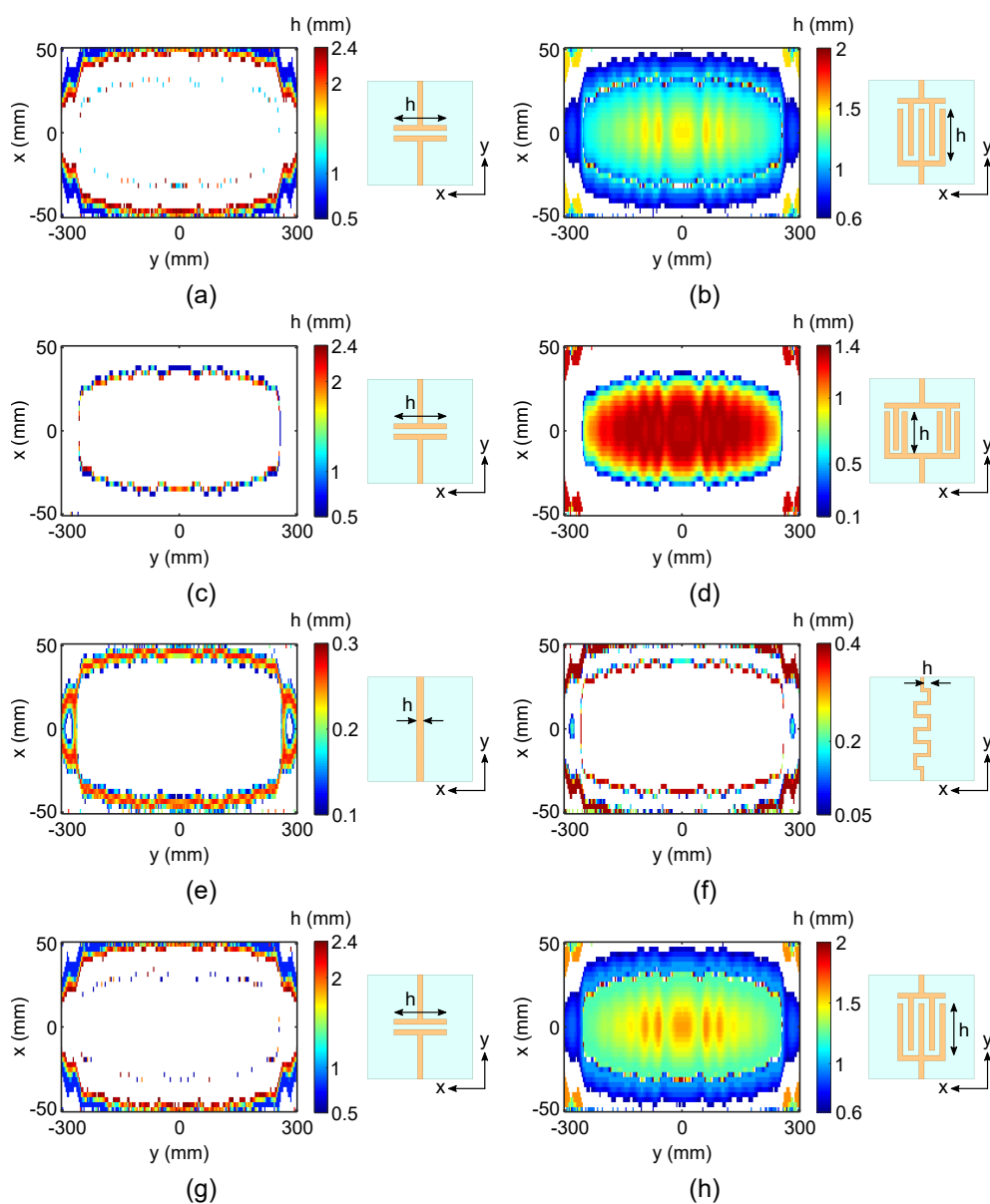


図 4.20: 試作するメタ表面の各層の金属パターン構造の設計結果。(a), (b) Top 層 (容量性)、(c), (d) Middle 層 (容量性)、(e), (f) Middle 層 (誘導性)、(g), (h) Bottom 層 (容量性)。各単位格子において、Top 層と Bottom 層は 2 種類の、Middle 層は 4 種類の構造を使い分けており、各図の白い領域は別の構造を使用する単位格子を表す。

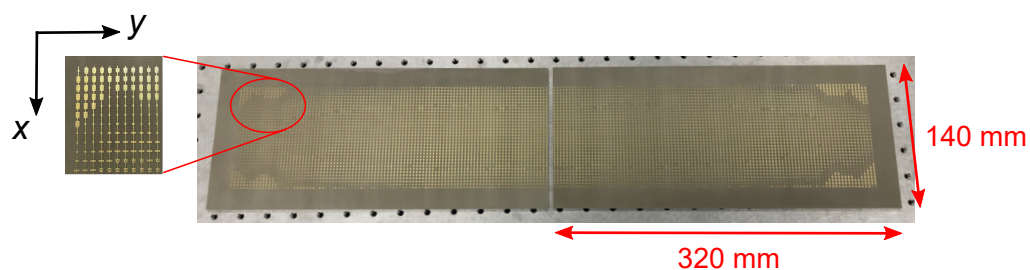


図 4.21: メタ表面の試作品の写真。

4.5 本章のまとめ

本章では、無反射メタ表面による伝搬波領域の位相制御を用いた遠方界制御を提案し、それによる開口面効率の向上を実現した。大開口の X 帯船舶レーダー用スロットアレイアンテナを取り上げ、本制御技術の有効性を数値的に検証した。無反射かつ場所に依存した移相量を導入する 3 層構造メタ表面を実現し、開口面の局所的な位相補償を行うことで、開口面効率の向上を実現し、利得の増大とともにサイドローブの大幅な抑制を達成した。さらに、本技術の実験的検証に向けて、メタ表面の構造設計を行った。単位格子の構造と導入する移相量を結びつけるデータベースを構築し、また単位格子ごとに帯域幅の検証を行い、それらの結果に基づいて適切な素子を非周期に配列する設計手法を提案することで、開口面の局所的な位相補償を行う大面積の非周期メタ表面の構造が与えられた。今後、本構造の実験的評価を進める予定である。本章で導入した遠方界制御技術は、低背・大開口・高利得・低サイドローブが同時に要求される高分解能レーダー用大開口アンテナのさらなる高性能化に資する。

第5章 エバネセント波制御によるサブ波長集光

この章では、エバネセント波領域を含む波数空間制御を用いた近傍界制御によって実現するサブ波長集光について述べる。位置に依存するインピーダンス行列を導入するメタ表面による電磁波の局所制御を前章で議論したが、遠方界制御を目的とする限りにおいては伝搬波領域の制御で達成可能であった。一方で、超解像レンズなど近傍界におけるサブ波長スケールの電磁界制御には、エバネセント波の増強・制御が必要となる。本章では、従来よりも分解能が劇的に向上する深超解像の実現に向けた統合設計理論を構築し、設計したメタ表面によるサブ波長集光を実証する。まず、本章で示す研究の背景を説明した後に、エバネセント波の生成により自由空間インピーダンスが複素数になることを指摘し、それを厳密に考慮したメタ表面の新たな統合設計理論を提示する。つぎに、構築した設計理論により、所望のエバネセント波を含む波数成分の増強と制御が可能なメタ表面を実現し、サブ波長集光を数値的、実験的に実証する。

5.1 研究背景

回折限界を超えた電磁波の集光は、光領域だけでなくマイクロ波・ミリ波の電波領域でも挑戦的な課題である。マイクロ波帯のサブ波長集光は人工メタ表面によるエバネセント波の生成によって実証された [76, 131, 132]。それらの研究では、所望のエバネセント波を生成するために、局所的に振動する非周期リアクタンス面として機能するメタ表面が導入され、メタ表面から生成されるエバネセント波によって、サブ波長幅の焦点が表面近傍に実現する。このコンセプトに基づいたメタ表面の開発によって、1次元および2次元のサブ波長集光やビームパターンの制御などがこれまでに数値的、実験的に実証されている。[67, 76, 131–148]。メタ表面によるサブ波長集光は、超解像の非破壊近接場センシング [141, 148] やワイヤレス給電 [67] などの様々な応用への可能性を秘めている。

サブ波長集光を実現するメタ表面では、誘電体基板上に単層の金属パターンを形成することで [76, 146]、あるいは深さが非周期に変動する溝を配列した金属板によって [136, 139, 140] 実装されてきた。前者は、金属パターンが共振状態を境に正と負のリアクタンス値をとってインピーダンスが変動することをエバネセント波の生成に利用しており、メタ表面の動作帯域は狭帯域になる。後者では、金属板中心に接続した同軸線路または導波管による給電で励振した面内波が、適切に設計された非周期溝を中心から放射状に伝搬することでエバネセント波を発生させているが、外向きの面内伝搬波の振幅や位相の分布と非周期溝の間の不安定な調和で設計が成り立っているため、この方法も帯域幅に制限がある。さらに、より本質的な課題として、メタ表面が平面波などの伝搬波からエバネセント波を生成する際には、後述するように局所的な電磁界の比で定義される波動インピーダンスは実数から複素数に変わるが、従来の単層メタ表面では入射側と透過側の両方の面では整合がとられていない。一般に、単層メタ表面ではメタ表面の入射側と透過側で異なるインピーダンスに同時に整合することが設計自由度の不足から原理的にできず [129]、エバネセント波を

増強するメタ表面に対する整合理論は確立していない。ビーム幅が $\lambda_0/100$ 以下の深超解像の実現に向けては、インピーダンス不整合の問題は理論的・技術的に解決すべき課題となる。

本章では、深超解像の実現に向けた理論構築として、両面で実数と複素数のインピーダンスを持ったメタ表面を実現するための整合理論を提案する。後述の波動伝搬シミュレーションで明らかになるように、この整合理論は回折限界を大幅に超えたサブ波長集光の実現には必須となる。提案する方法では、メタ表面の透過側における位置に依存した複素自由空間インピーダンスを定式化し、さらにメタ表面の単位格子の設計に 4 端子回路網モデルを導入することで、外部整合回路を用いる [135, 140] ことなく、メタ表面の両面で同時にインピーダンス整合を実現する。4 ポートの回路ネットワークモデルの導入により、提案する方法では、広帯域動作につながる非共振型メタ表面を実現できる。この目的のために、前章でも利用した 3 層構造 [129] で提案するメタ表面を実装し、サブ波長集光を実験的に実証する。後述するように相応の帯域幅でのサブ波長集光の実証に成功し、伝搬波制御のために提案された 3 層構造 [129] はエバネセント波の制御にも利用できることがはじめて示される。

5.2 エバネセント波生成による複素自由空間インピーダンス

エバネセント波を生成し、1次元にサブ波長集光をするメタ表面を考える。図 5.1(a) に示すように、 x 方向の 1 次元メタ表面は自由空間の xy 面上の $z = 0$ に位置しており、 y 偏波の垂直入射波で照射されるとする。メタ表面の透過側の焦点面 $z = L$ において、横方向に大きな波数成分を持つ所望のパターンを形成するために、エバネセント波が増強された所望の透過電界 $E_t^*(x, z = 0)$ がメタ表面により生成されるように設計を行う (図 5.1(b) 参照)。ここで、上付きの * は複素数値を表す。いま、メタ表面が自由空間と接する両側の面において、局所的な電磁界の横方向成分の比で定義される波動インピーダンスとメタ表面を整合させる。入射側の電磁界が横方向に非ゼロの波数成分を持たない場合は、入射側の波動インピーダンスは自由空間インピーダンス $\eta_0 \approx 120\pi$ になる。一方で、以下の定式化で明らかになるように、エバネセント波成分が生成された透過側では、波動インピーダンスは実定数の η_0 から位置に依存した複素数になる。

透過側の波動インピーダンスを導出する。 $z = 0$ における透過磁界の横方向成分は、所望の焦点パターンから一意に決まる透過電界 $E_t^*(x, z)$ より以下のように計算される。

$$\begin{aligned} H_t^*(x, z = 0) &= \frac{1}{j\eta_0 k_0} \left. \frac{\partial E_t^*(x, z)}{\partial z} \right|_{z=0} \\ &= \frac{1}{2\pi\eta_0 k_0} \int_{-\infty}^{\infty} k_z A_t^*(k_x) \exp[jk_x x] dk_x. \end{aligned} \quad (5.1)$$

ここで、 $A_t^*(k_x)$ は $z = 0$ における透過電界の波数スペクトルであり、次式で与えられる。

$$A_t^*(k_x) = \int_{-\infty}^{\infty} E_t^*(x, z = 0) \exp[-jk_x x] dx. \quad (5.2)$$

また、 k_z は波数の z 成分であり、 x 成分の k_x から次式で与えられる。

$$k_z = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - k_x^2} & (\text{when } |k_x| \leq k_0 : \text{伝搬波領域}), \\ j\sqrt{k_x^2 - k_0^2} & (\text{when } |k_x| > k_0 : \text{エバネセント波領域}). \end{cases} \quad (5.3)$$

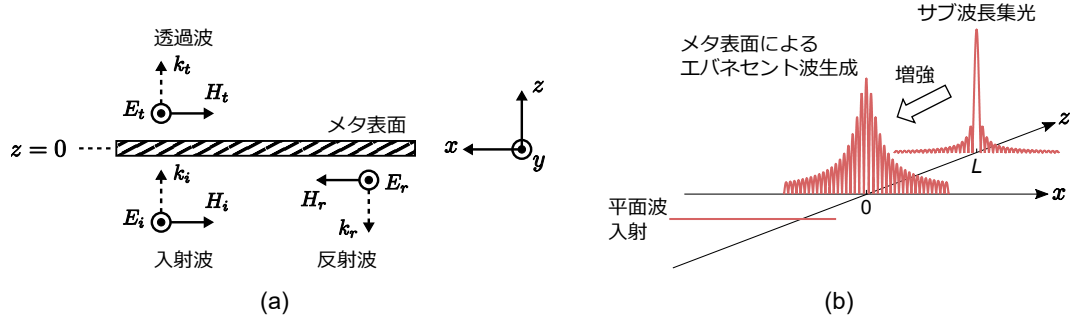


図 5.1: (a) エバネセント波を生成する整合メタ表面の構成。(b) メタ表面によるエバネセント波の増強とサブ波長集光の概念図。

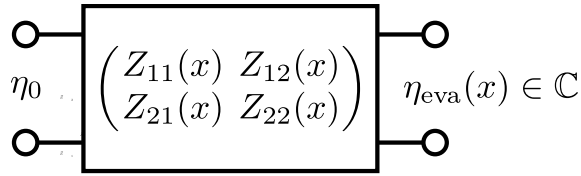


図 5.2: エバネセント波を生成する整合メタ表面に対する 4 端子回路網モデル。

これより、透過側の波動インピーダンスは次式で与えられる。

$$\eta_{\text{eva}}(x) = \frac{E_t^*(x, z=0)}{H_t^*(x, z=0)} = \frac{1}{\xi_R(x) + j\xi_I(x)}. \quad (5.4)$$

ここで、 $\xi_R(x)$ と $\xi_I(x)$ はそれぞれ波動アドミッタンス $1/\eta_{\text{eva}}(x)$ の実部（コンダクタンス）と虚部（サセプタンス）であり、次式で計算される。

$$\begin{aligned} \xi_R(x) &= \frac{\int_{|k_x| \leq k_0} \sqrt{k_0^2 - k_x^2} A_t^*(k_x) \exp[jk_x x] dk_x}{2\pi\eta_0 k_0 \int_{-\infty}^{\infty} A_t^*(k_x) \exp[jk_x x] dk_x}, \\ \xi_I(x) &= \frac{\int_{|k_x| > k_0} \sqrt{k_x^2 - k_0^2} A_t^*(k_x) \exp[jk_x x] dk_x}{2\pi\eta_0 k_0 \int_{-\infty}^{\infty} A_t^*(k_x) \exp[jk_x x] dk_x}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

式 (5.4) と (5.5) より、透過電界がエバネセント波成分 $A_t^*(k_x)|_{|k_x| > k_0}$ を持つ場合のみ $\eta_{\text{eva}}(x)$ は複素数となり、伝搬波に対しては実数となることがわかる。

5.3 エバネセント波を増強するメタ表面に対する整合理論

つぎに、導出された位置に依存する複素インピーダンス $\eta_{\text{eva}}(x)$ との整合を考える。 $z=0$ の平面をサブ波長スケールの微小素子に離散化し、図 5.2 の 4 端子回路網モデルを用いて、各素子で独立に局所的なインピーダンス整合条件を求める。位置 x におけるインピーダン

ス行列 $[Z]$ は次式で定義される。

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} E_i(x) \exp[j\Phi_i(x)] + E_r(x) \exp[j\Phi_r(x)] \\ E_t(x) \exp[j\Phi_t(x)] \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} Z_{11}(x) & Z_{12}(x) \\ Z_{21}(x) & Z_{22}(x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -E_i(x) \exp[j\Phi_i(x)] + E_r(x) \exp[j\Phi_r(x)] \\ \frac{E_t(x)}{\eta_{\text{eva}}(x)} \exp[j\Phi_t(x)] \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

ここで、 $(E_i(x), \Phi_i(x))$ 、 $(E_r(x), \Phi_r(x))$ 、 $(E_t(x), \Phi_t(x))$ はそれぞれ入射波、反射波、透過波の振幅と位相であり、 $(\rho(x), \theta(x))$ は式 (5.4) と (5.5) から求まる $\eta_{\text{eva}}(x)/\eta_0$ の振幅と位相である。式 (5.6) を解くことで、所望の透過エバネセント波を生成するメタ表面における、各素子に必要な位置に依存したインピーダンス行列が求められる。

ここでは、垂直入射平面波 ($\Phi_i(x) = 0$) を所望のエバネセント波を含む透過波 ($E_t(x), \Phi_t(x)$) に変換する整合メタ表面に制限して、式 (5.6) を解く。整合メタ表面が相反性を有し、損失や利得がない受動素子 ($Z_{12}(x) = Z_{21}(x)$, $\Re(Z_{11}(x)) = \Re(Z_{12}(x)) = \Re(Z_{22}(x)) = 0$) からなることを仮定して式 (5.6) を解くことができ、このとき次式が得られる。

$$Z_{11} = -j \frac{(1 + \Gamma)\eta_0}{(1 - \Gamma) \tan[\Phi_t - \theta]}, \quad (5.7)$$

$$Z_{12} = -j \frac{\eta_0 T \cos \theta}{(1 - \Gamma) \sin[\Phi_t - \theta]}, \quad (5.8)$$

$$Z_{22} = -j \frac{\eta_0 \rho \cos \Phi_t}{\sin[\Phi_t - \theta]}, \quad (5.9)$$

$$1 - \Gamma^2 = T^2 \frac{\cos \theta}{\rho}. \quad (5.10)$$

ここで、 $\Gamma = E_r/E_i$ と $T = E_t/E_i$ はそれぞれ局所的な透過率と反射率であり、式を簡潔にするために各物理量の x 依存性の記載を省略した。また、式 (5.6) には $\Phi_r(x)$ と行列 $[Z]$ に対する自由度があることから、 $\Phi_r(x) = \Phi_i(x)$ とした。ここで、 $z = 0$ における入射側と透過側のポインティングベクトル、 $P_{z=-0}(x)$ と $P_{z=+0}(x)$ は、

$$P_{z=-0}(x) = \frac{E_i^2(x)}{2\eta_0} (\Gamma^2(x) - 1), \quad P_{z=+0} = \frac{E_i^2(x)T^2(x)}{2\eta_0\rho} \cos \theta \quad (5.11)$$

で与えられる。これより、式 (5.10) はメタ表面の両面における局所的なエネルギー保存： $P_{z=-0}(x) + P_{z=+0}(x) = 0$ と等価であることがわかる。式 (5.7)-(5.9) の位置に依存したインピーダンス行列からなる整合メタ表面により、式 (5.10) で決まる反射が導入され、透過側にエバネセント波を含む所望の電界分布が生成される。

5.4 サブ波長集光の数値的検証

5.4.1 サブ波長集光メタ表面の設計

式 (5.6) によるエバネセント波を生成するメタ表面の整合理論を数値的に検証するために、単一スポットにサブ波長ビーム幅で集光するメタ表面を設計する。設計目標となる透過波の焦点面 $z = L$ におけるビームパターンを次式で与える。

$$E_i^*(x, z = L) = A_0 \text{sinc} \left(\frac{2Mx}{\lambda_0} \right). \quad (5.12)$$

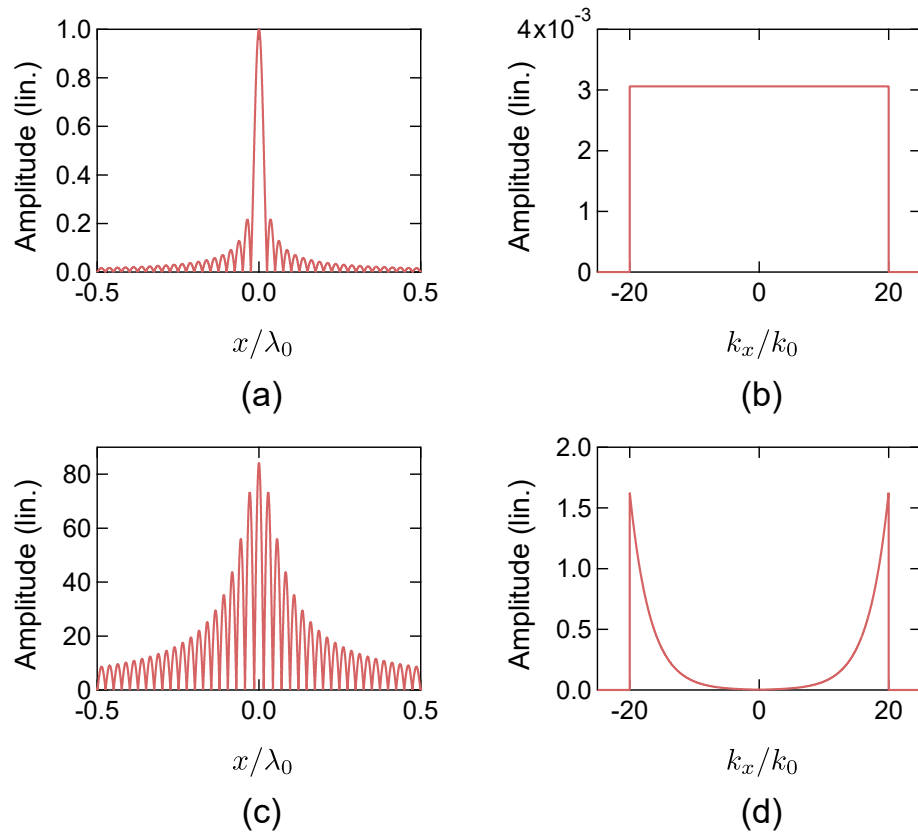


図 5.3: $z = L$ における電界 ($A_0 = 1$) の (a) 実空間表示と (b) 波数空間表示。 $z = 0$ における電界 ($A_0 = 1$) の (c) 実空間表示と (d) 波数空間表示。

ここで、 $\text{sinc}(\alpha) = \sin(\pi\alpha)/\pi\alpha$ 、 A_0 は振幅である。 $x = 0$ のメインビームの第 1 ヌル点の間隔で定義されるビーム幅は、次式のように M で決まる。

$$\Delta x = \frac{\lambda_0}{M}. \quad (5.13)$$

垂直入射波の周波数は 2.45 GHz とし、ヌル点間ビーム幅と焦点距離はそれぞれ $\Delta x = \lambda_0/20$ ($M = 20$) と $L = \lambda_0/20$ に選ぶ。メタ表面を離散化する単位格子数は 601 とし、格子定数は $\Delta d_x = \lambda_0/200$ とする。

まず、逆伝搬理論を用いて、メタ表面透過側の $z = 0$ における透過電界を計算する（付録 D 参照）。式 (5.12) で設定した $z = L$ における電界とその波数スペクトルをそれぞれ図 5.3(a) と (b) に表し、メタ表面位置の $z = 0$ における電界とその波数スペクトルをそれぞれ図 5.3(c) と (d) に表す。図より、 $z = L$ から $z = 0$ に逆伝搬する間にエバネセント波が増大することがわかる。つぎに、式 (5.4) と (5.5) より透過側の複素波動インピーダンスを求める。計算された複素波動インピーダンスの実部と虚部をそれぞれ図 5.4(a) と (b) に示す。式 (5.1) の磁場のヌル点における $\eta_{\text{eva}}(x)$ の周期的な発散を除くと、図 5.3(b) のエバネセント波の増強により透過側の波動インピーダンスは実部よりも虚部が支配的であることがわかる。最後に、メタ表面の各単位格子位置において、インピーダンス行列を式 (5.7)-(5.10) から計算する。ここで、透過率 T は $|E_t^*(x, z = 0)|$ のピークが 1 となるように設定する。計算された位置に依存するインピーダンス行列（図 5.5 参照）により、所望のサブ波長集光特性を有するメタ表面が実装される。

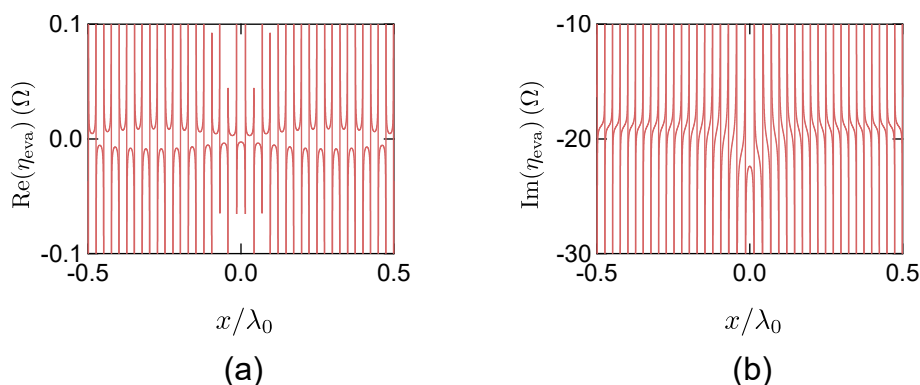


図 5.4: $z = 0$ のメタ表面の透過側における複素波動インピーダンス $\eta_{\text{eva}}(x)$ の (a) 実部と (b) 虚部。

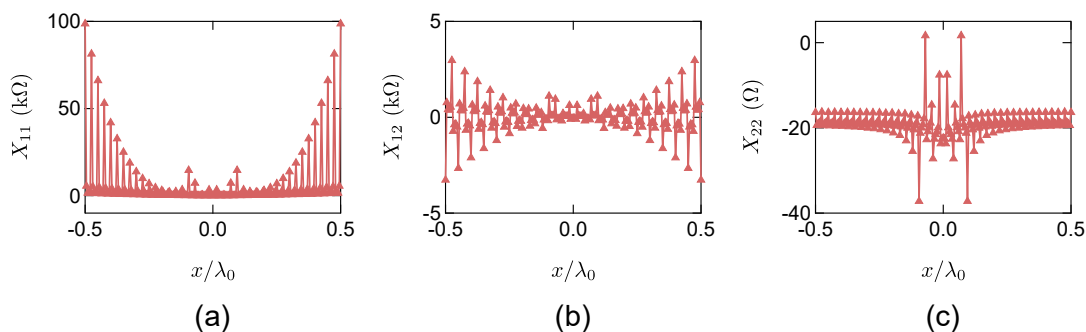


図 5.5: メタ表面の各単位格子に実装するインピーダンス行列。601 個の単位格子のうち、中心の 201 個 ($-0.5 \leq x/\lambda_0 \leq 0.5$) のリアクタンス値 $X_{ij} = \Im(Z_{ij})$ ($ij = 11, 12, 22$) を示す。

5.4.2 波動伝搬シミュレーション

設計したサブ波長集光メタ表面を検証するために、SPICE シミュレータにより等価回路モデルに基づく波動伝搬シミュレーションを実施した。シミュレーションの解析空間を図 5.6(a) に示す。自由空間を模擬した $-13/2\lambda_0 \leq x \leq 13/2\lambda_0$ 、 $-3/40\lambda_0 \leq z \leq 3/40\lambda_0$ の等方媒質領域を 2601×31 素子に離散化し、直列インダクタンス $L_0 = \mu_0 \Delta d$ とシャントキャパシタンス $C_0 = \epsilon_0 \Delta d$ からなる図 5.6(b) の単位格子の周期配列として表現する。ここで、 $\Delta d = \lambda_0/200$ は離散化長さ、 ϵ_0 と μ_0 は自由空間の誘電率と透磁率である。5.4.1 節で設計したメタ表面は無限小の厚さとし、601 素子に離散化する。各素子は図 5.6(c) の T 型回路で表し、等方媒質領域の回路網の中央に挿入する (図 5.6(d) 参照)。図 5.6(c) と図 5.2 を比較すると、T 型回路のインピーダンスパラメータは次式で与えられる。

$$\begin{aligned} Z_1 &= Z_{11} - Z_{12}, \\ Z_2 &= Z_{22} - Z_{12}, \\ Z_3 &= Z_{12}. \end{aligned} \quad (5.14)$$

図 5.6(a) に示すように、メタ表面の端部からの回折を避けるため、メタ表面の両側に各 1000 素子の短絡境界を配置した。短絡境界の各素子は図 5.6(c) を $Z_1 = Z_2 = Z_3 = 0$ とした T 型回路で構成した。上部境界の端にあるすべてのノードは波動インピーダンス η_0 の整

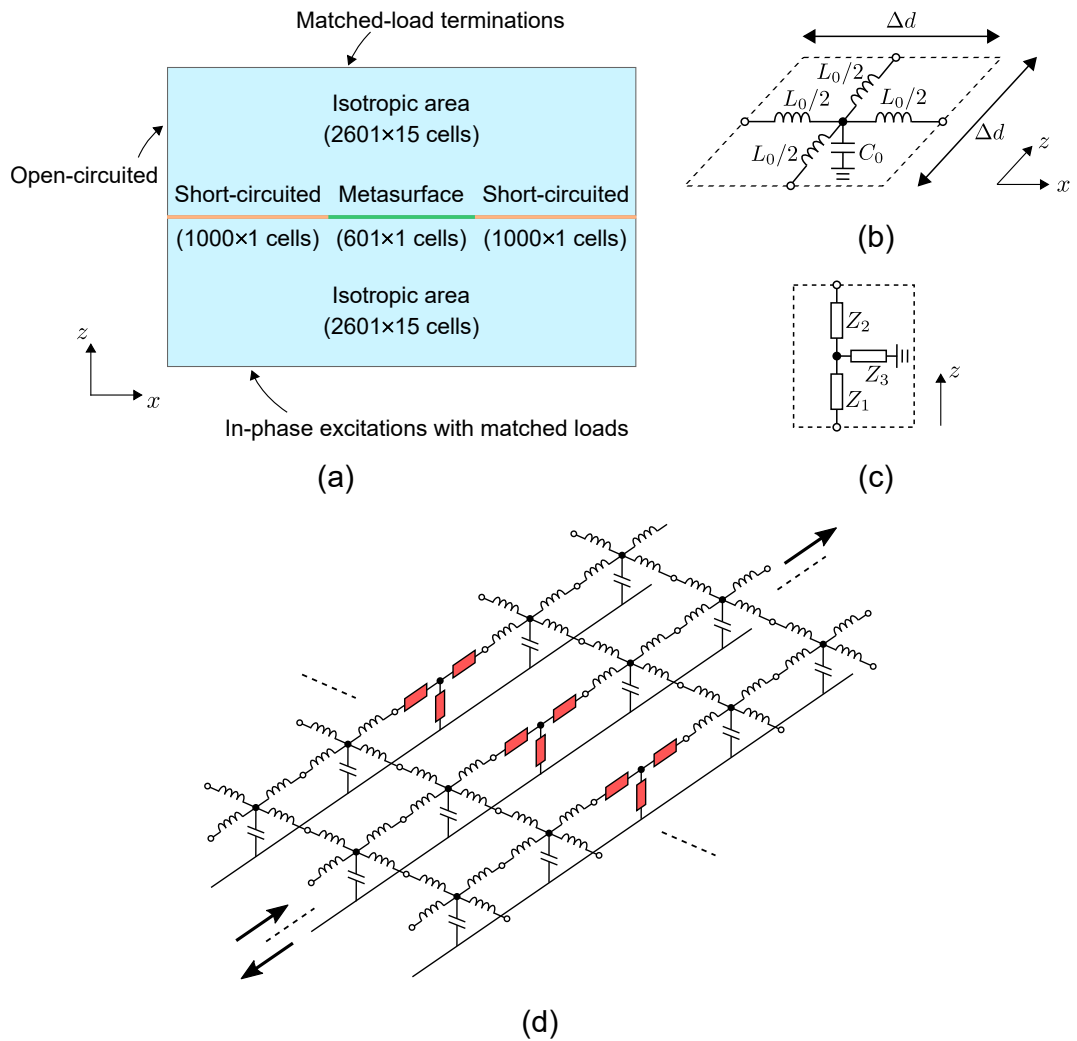


図 5.6: 波動伝搬シミュレーションの構成。(a) 解析空間。(b) 等方媒質領域の単位格子。(c) メタ表面の単位格子。(d) 解析する回路網の拡大図。

合負荷で終端した。 x 方向の両端の列にあるノードは開放終端し、十分に長い距離 ($13\lambda_0$) 離れた x 方向の境界が磁気対称面として働く。下部境界のノードには内部インピーダンスが $z_0 = \eta_0 = \sqrt{L_0/C_0}$ の同相電圧源が接続し、2.45 GHz の垂直入射平面波をメタ表面に照射した。シミュレーションでは、回路網のすべての素子の中心のノードにおける複素電圧分布を計算した。比較のため、式 (5.6) において $\eta_{\text{eva}}(x)$ を実定数のインピーダンス η_0 に置き換えたうえで設計した非整合メタ表面についても、同様の解析を行った。非整合メタ表面では、透過側の複素波動インピーダンスが無視されており、透過側では自由空間との整合がとられていない。

整合メタ表面に対する電圧振幅分布のシミュレーション結果を図 5.7(a) に示す。図には透過側の領域の焦点面 ($z = 5\Delta d$) 付近 ($-50\Delta d \leq x \leq 50\Delta d$, $\Delta d \leq z \leq 15\Delta d$) の結果を示す。図 5.7(a) より、集光ビーム幅が $\lambda_0/20$ のサブ波長集光が整合メタ表面により実現したことがわかる。また、メタ表面が生成したエバネセント波は z 方向に伝搬する間に減衰し、焦点面 ($z = 5\Delta d$; 図中の破線) では $x = 0$ のメインビームのみが残ることが確認できる。一方、図 5.7(b) には複素波動インピーダンスを無視した設計の不整合メタ表面に対する同様の解析結果を示す。図より、メインビームのビーム幅は整合メタ表面の結果よ

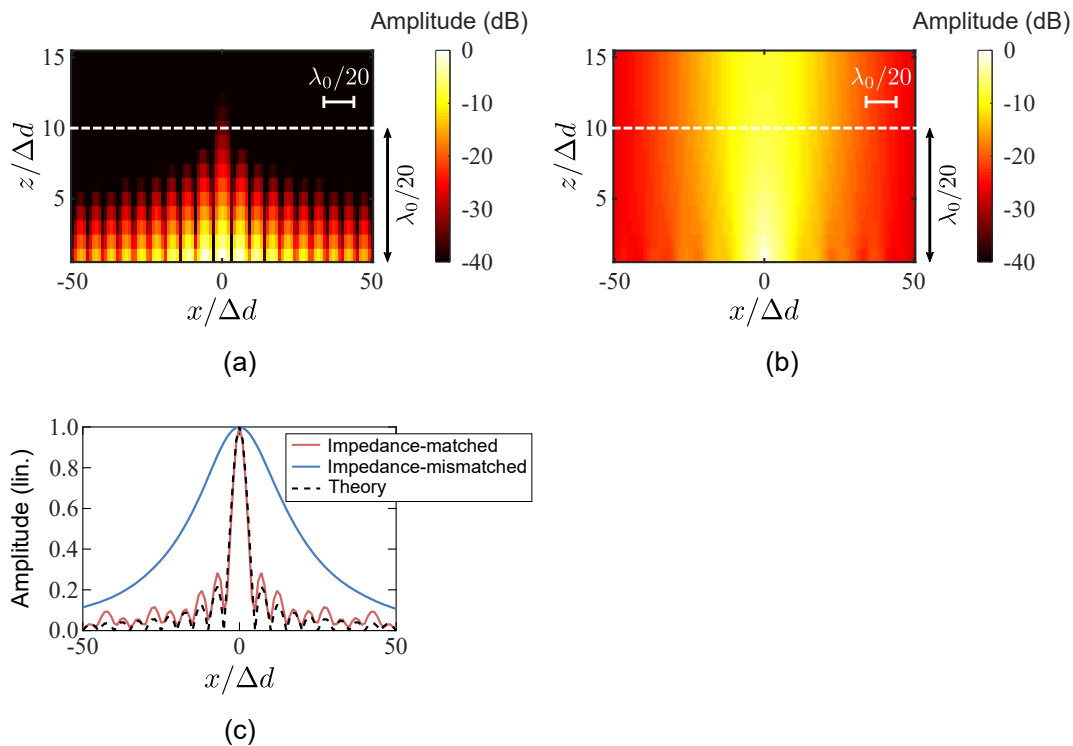


図 5.7: 電圧振幅分布のシミュレーション結果。(a) 整合メタ表面。(b) 非整合メタ表面。(c) シミュレーションで得られた焦点面分布と理論の比較。

りも大幅に拡がり、インピーダンス不整合のためにエバネセント波が十分には生成されなかったことがわかる。定量的な比較のために、整合メタ表面と不整合メタ表面に対する焦点面の電圧振幅分布を図 5.7(c) に示す。図中の破線は式 (5.12) で理論的に与えられるビームパターンを示す。図 5.7(c) より、整合メタ表面のシミュレーション結果は理論的なビームパターンを非常によく再現することが確認できる。対照的に、不整合メタ表面に対しては、ビームパターンは理論よりも大幅に劣化し、メインビームの FWHM (full width at half maximum, 半値全幅) は整合メタ表面の 6 倍に拡がる。これらの結果より、提案する整合理論の妥当性ととも、回折限界を大幅に超えた深超解像の実現には整合設計が必須であることが確認できる。

整合メタ表面の動作帯域幅を調べるために、波動伝搬シミュレーションに基づいて、焦点面のビームパターンの周波数特性を解析した。シミュレーションでは、メタ表面の局所的なインピーダンス行列の各行列要素が周波数に依存せず一定であることを仮定した。シミュレーションより、メインビームの FWHM が設計周波数の 2.45 GHz における値の 1.4 倍以下となる比帯域幅は 91.8% に達することがわかった。なお、周波数が 2.45 GHz から離れるにつれてサイドローブレベルは増大するが、サイドローブレベルが -10 dB 以下に収まる比帯域幅は 19.7% であった。

5.5 サブ波長集光の実験的検証

5.5.1 試作

提案する整合理論の妥当性をさらに検証するために、サブ波長集光を実験的に検証する。サブ波長集光メタ表面の試作では、前章でも利用した 3 層構造 [129] により、式 (5.7)-(5.9)

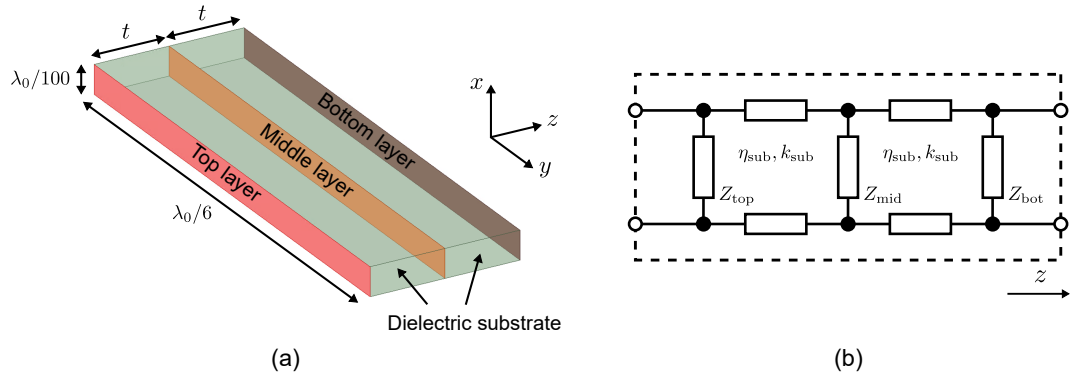


図 5.8: 3層構造メタ表面の単位格子の (a) 模式図と (b) 等価回路。

で与えられる位置に依存したインピーダンス行列を実装した。図 5.8(a) に単位格子を示す。前章と同様に、隣接する素子間の結合を無視した等価回路は図 5.8(b) で与えられる (図 4.2(b) の再掲)。比誘電率 ϵ_r の誘電体層は波動インピーダンス $\eta_{\text{sub}} = \eta_0 / \sqrt{\epsilon_r}$ と波数 $k_{\text{sub}} = \sqrt{\epsilon_r} k_0$ を持つ伝送線路として表され、各層のシャントインピーダンス Z_{top} , Z_{mid} , Z_{bot} が設計パラメータとなる。伝送線路理論より、 Z_{top} , Z_{mid} , Z_{bot} は局所的なインピーダンス行列 Z_{11} , Z_{12} , Z_{22} より一意に定まり、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} Z_{\text{top}} &= \frac{Z_{\text{sub}} \tan(k_{\text{sub}} t)}{j + Z_{\text{sub}} \tan(k_{\text{sub}} t) \frac{Z_{22} + Z_{12}}{\Delta Z}}, \\ Z_{\text{mid}} &= \frac{[Z_{\text{sub}} \sin(k_{\text{sub}} t)]^2 \frac{Z_{12}}{\Delta Z}}{j Z_{\text{sub}} \sin(k_{\text{sub}} t) \frac{Z_{12}}{\Delta Z} - 1}, \\ Z_{\text{bot}} &= \frac{Z_{\text{sub}} \tan(k_{\text{sub}} t)}{j + Z_{\text{sub}} \tan(k_{\text{sub}} t) \frac{Z_{11} + Z_{12}}{\Delta Z}}. \end{aligned} \quad (5.15)$$

ここで、誘電体 2 層の厚さはいずれも t とし、 $\Delta Z = Z_{11} Z_{22} - Z_{12}^2$ はインピーダンス行列の行列式である。

3層構造により、単一スポットのサブ波長集光メタ表面を 2.45 GHz で設計する。製造上の制約を考慮して、ヌル点間ビーム幅、焦点距離、 x 方向と y 方向の格子定数、 x 方向の単位格子数はそれぞれ $\Delta x = \lambda_0/10$, $L = \lambda_0/20$, $\Delta d_x = \lambda_0/100$, $\Delta d_y = \lambda_0/6$, $N_x = 151$ に選ぶ。誘電体層には NPC-F260A 基板 (厚さ $t = 3.2$ mm、比誘電率 $\epsilon_r = 2.59$ 、誘電正接 $\tan \delta = 0.0028$) を用いることとする。各層の局所的なインピーダンスから、各単位格子に実装すべきキャパシタンス/インダクタンス値を次式より求める ($u = \{\text{top}, \text{mid}, \text{bot}\}$)。

$$\begin{cases} C_u = -1/\omega \Im(Z_u) & (\text{when } \Im(Z_u) < 0), \\ L_u = \Im(Z_u)/\omega & (\text{when } \Im(Z_u) \geq 0). \end{cases} \quad (5.16)$$

151 個の単位格子に対する結果を図 5.9 に示す。この設計では、 Z_{top} と Z_{bot} がメタ表面全体にわたって容量性であるのに対し、 Z_{mid} は容量性の素子と誘導性の素子が含まれている。キャパシタンス/インダクタンスの設計値は、HFSS の伝搬解析による電磁界シミュレーションで設計した金属パターンで実装する (付録 E を参照)。($\lambda_0/100$) \times ($\lambda_0/6$) \approx 1.22 mm \times 20.4 mm の単位格子内で、(C_{top} , C_{bot}) はインターデジタルキャパシタで実装し、枝の長さでキャパシタンス値を制御する。ここで、実装の実用上の制限から、 C_{bot} の最大値は 2 pF に制限した。 C_{mid} は、そのキャパシタンス値に応じて、インターデジタルキャパシタもしくは直列 LC 共振構造で実装した。後者の構造は大きなキャパシタンス値 (60 pF $<$ $C_{\text{mid}} \leq$

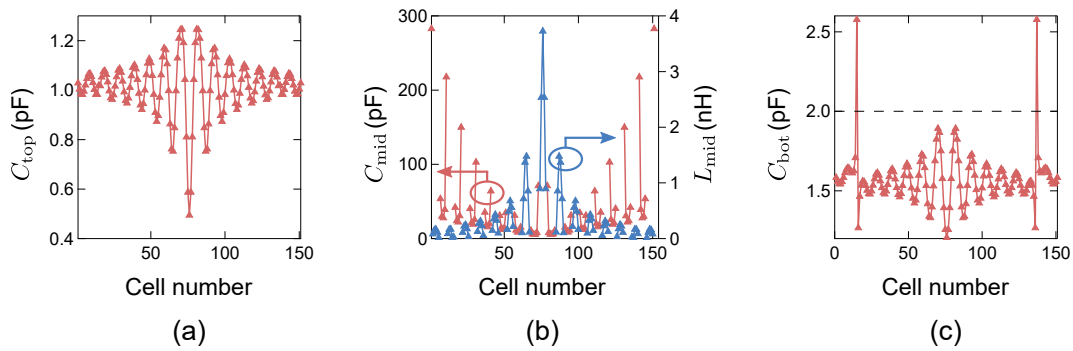


図 5.9: 各単位格子のキャパシタンス/インダクタンス値。(a) Top 層のキャパシタンス値。(b) Middle 層のキャパシタンス/インダクタンス値。(c) Bottom 層のキャパシタンス値。破線：実装の実用上の制限から設定した C_{bot} の上限値。

460 pF) の実装に用いた。 L_{mid} は、そのインダクタンス値に応じて、直線ストリップ導体もしくは並列 LC 共振構造で実装した。後者の構造は大きなインダクタンス値 ($0.48 \text{ nH} < L_{\text{mid}} \leq 8.45 \text{ nH}$) の実装に用いた。151 個の単位格子のうち、中心の 31 素子の金属パターンを図 5.10 に示す。1 次元動作を模擬するために、設計した 151 個の単位格子は y 方向に周期的に 9 列配置した。前章の試作と同様に、1 枚目の基板の片面に Top 層の金属パターンを実装し、もう 1 枚の基板の両面にそれぞれ Middle 層と Bottom 層の金属パターンを実装した後に、十分に薄い ($< 0.1 \text{ mm}$) 接着層を用いて、2 枚の基板をアライメント公差 $\pm 0.2 \text{ mm}$ で張り合わせる。試作サンプルの大きさは $210 \text{ mm} \times 210 \text{ mm}$ である。

5.5.2 近傍界計測

図 5.11 に近傍界計測の実験システムを示す。650 mm 離れたダブルリジッドホーンアンテナ (ETS-Lindgren product, Model 3115) より y 偏波で試作サンプルを照射し、小型ダイポールプローブ (TE Connectivity product, Model 2118309-1) で近傍電界の y 成分の分布をメタ表面近傍で計測する。自動ステージを用いて、 $-90 \text{ mm} \leq x \leq 90 \text{ mm}$ と $2 \text{ mm} \leq z \leq 20 \text{ mm}$ のスキャン範囲で近傍界の分布データを取得する。測定点の間隔は x 方向と z 方向でそれぞれ 0.5 mm と 0.25 mm とした。

2.46 GHz における近傍透過電界の振幅分布の測定結果を図 5.12(a) に示す。図より、エバネセント波の生成とともに、メタ表面の中心 ($x = 0$) においてサブ波長スケールの領域への電界の集中が確認できる。設計で指定した焦点距離である $\lambda_0/20$ ($\sim 6.0 \text{ mm}$; 図 5.12(a) の破線) での断面における近傍界分布を図 5.12(b) に示す。赤の実線と黒の破線はそれぞれ焦点パターンの測定結果と式 (5.12) の理論的な焦点パターンを示す。測定された FWHM は 11.9 mm ($\sim \lambda_0/10$) となったが、理論的なパターンの FWHM は 7.4 mm である。この不一致の原因はまだ完全には特定されていないが、主要因としては、設計では考慮していなかった、誘電体基板の横方向の結合のエバネセント波制御への影響が考えられる。図 5.12(b) の青の実線は、 $\lambda_0/10$ 幅のスリットという単純な構造に対する透過近傍界分布の波動伝搬シミュレーション解析結果である。 $\lambda_0/10$ 幅のスリットによる集光の FWHM のシミュレーション結果と比べて、メタ表面によるサブ波長集光の FWHM の測定結果は約 26% 低減した。

3 層構造における横方向の結合のサブ波長集光特性に対する影響をおおまかに評価するために、さらに波動伝搬シミュレーションを実施した。このシミュレーションでは、図 5.13(a)

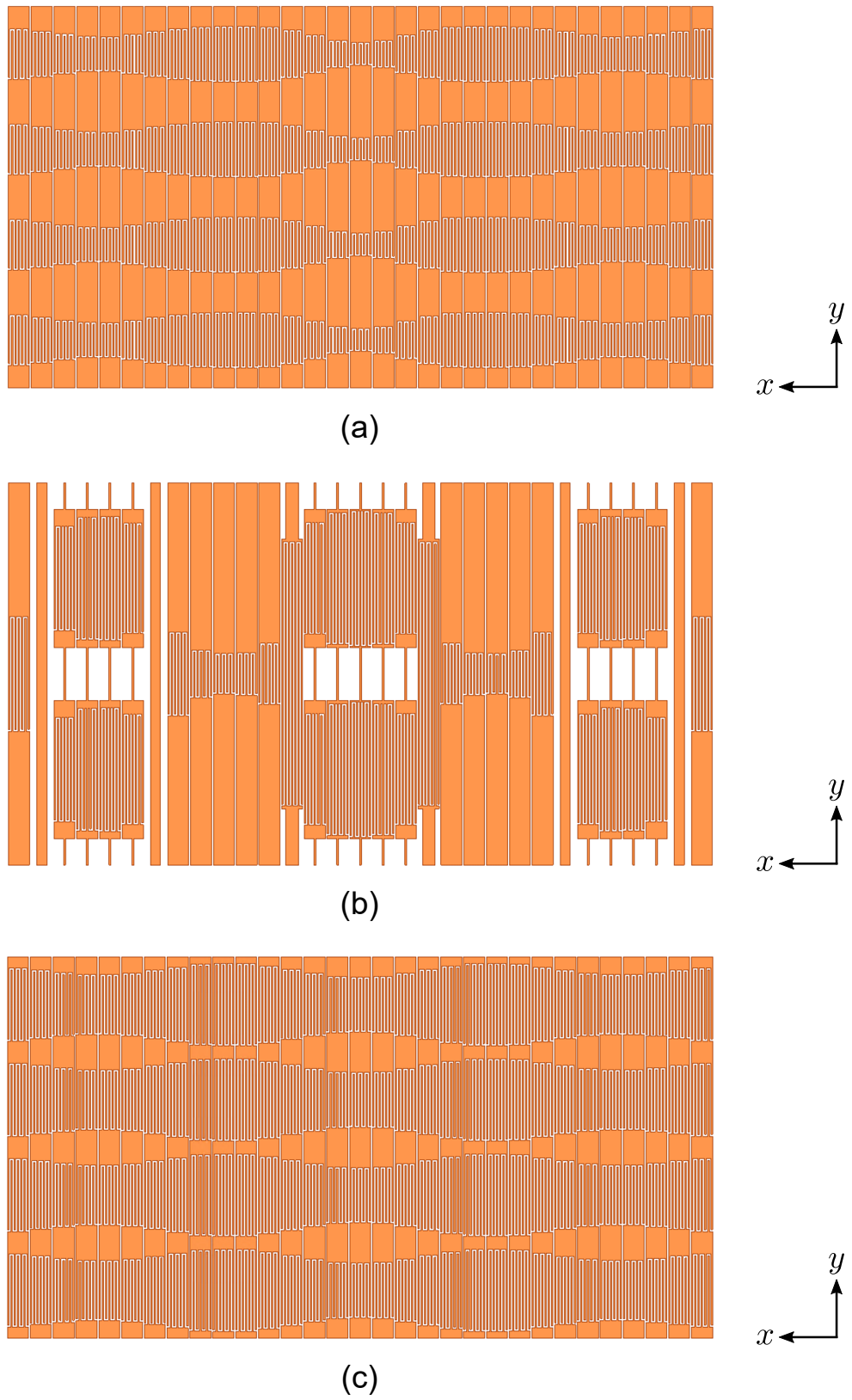


図 5.10: 各層の金属パターン構造。151 個の単位格子のうち、中心の 31 素子を示す。(a) Top 層。(b) Middle 層。(c) Bottom 層。

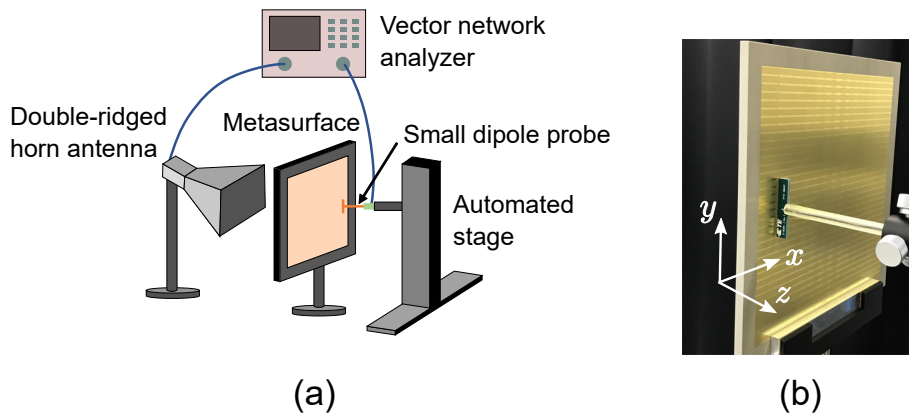


図 5.11: 近傍界計測システム。(a) 模式図。(b) 写真。

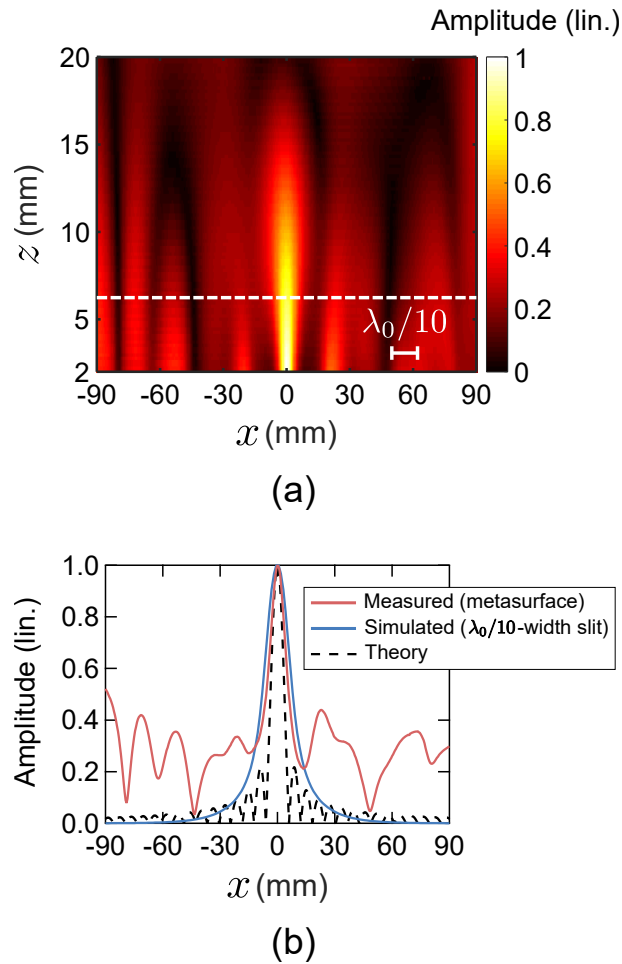


図 5.12: 2.46 GHz における近傍界分布の測定結果。(a) 近傍界分布。(b) (a) の焦点面における断面。

に示すように、メタ表面を2つの基板領域と3層の金属層からなる3層構造の構成で導入した。5.4.2節のシミュレーションで用いた図5.6(c)のT型回路とは異なり、単位長さ当たりの直列インダクタンス $L_x/\Delta d_x = L_z/\Delta d_z = \mu_0$ と単位長さ当たりのシャントキャパシタンス $C_x/\Delta d_x = C_z/\Delta d_z = \epsilon_0\epsilon_r$ からなる基板領域の等価回路(図5.13(b))により、 x

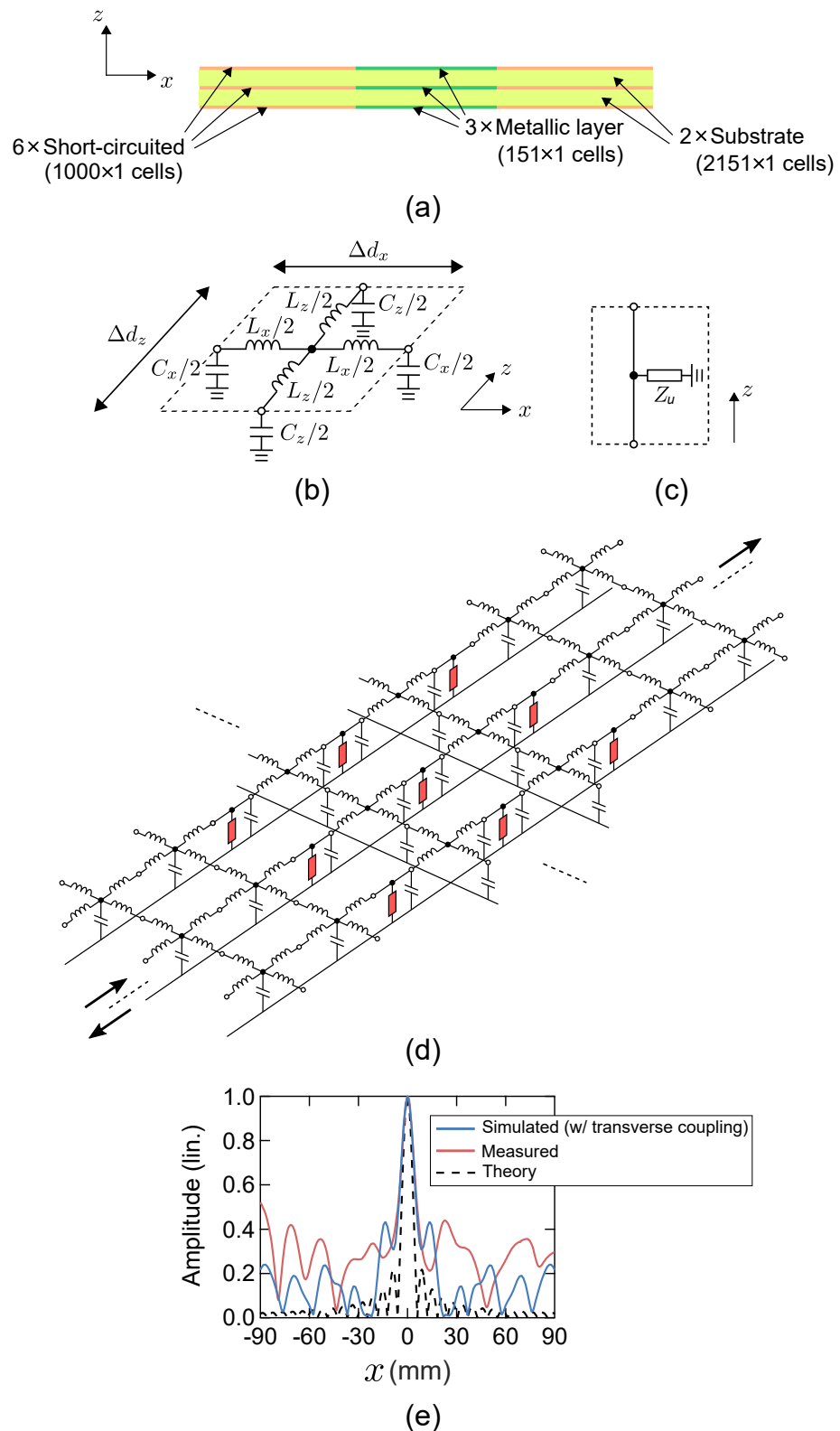


図 5.13: 3層構造における横方向の結合を考慮した波動伝搬シミュレーション。(a) メタ表面の回路表現。(b) 基板領域の等価回路。(c) 各金属層の等価回路。(d) 解析する回路網の拡大図。(e) 焦点面における電圧振幅分布のシミュレーション結果。比較のため、焦点パターンの測定結果と理論的な焦点パターンを同じ図に示す。

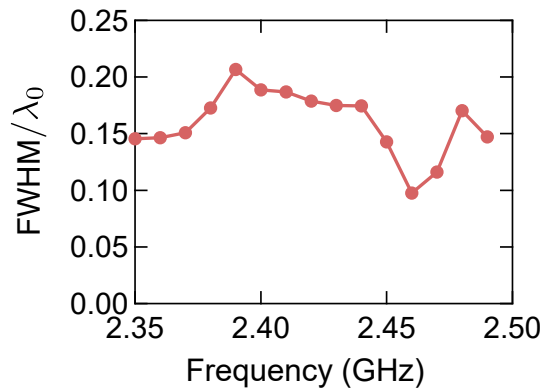


図 5.14: 自由空間波長 λ_0 で規格化した FWHM の周波数特性 (測定結果)。

方向の隣接素子間に結合が導入されている。ここで、 $\Delta d_z = t$ は基板厚である。図 5.13(c) に示すように、各金属層は式 (5.15) のシャントインピーダンス Z_u ($u = \{\text{top, mid, bot}\}$) を持つ 151 個の素子に離散化される。図 5.6(a) の構成と同様に、図 5.13(c) に $Z_u = 0$ とした回路からなる短絡境界を 3 層の金属層の両側に配置した。図 5.13(a) で置き換えられたメタ表面の回路表現を除いては図 5.6(a) と同じ構成で波動伝搬シミュレーションを実施した。図 5.13(d) に解析する回路網の拡大図を示す。焦点面における電圧振幅分布のシミュレーション結果を図 5.13(e) に示す。比較のため、焦点パターンの測定結果と理論的な焦点パターンを同じ図中に示している。波動伝搬シミュレーションから得られた FWHM は 10.9 mm となり、理論値の 7.4 mm より大きく、測定結果の 11.9 mm と近い値を得た。これらの結果より、FWHM の測定結果と理論値の不一致は、3 層構造における横方向の結合で説明されることがわかった。そのため、設計と一致したサブ波長集光特性を実現するためには、最近提案されたビアにより横方向の結合を抑制した 3 層構造 [149] の利用など、メタ表面の実装方法のさらなる検討が望まれる。

自由空間波長 λ_0 で規格化した FWHM の周波数特性の測定結果を図 5.14 に示す。2.35 GHz から 2.49 GHz までの周波数帯域において、規格化された FWHM は 0.10–0.21 の範囲にとどまり、比帯域は 5.8% となった。この帯域の外では、 $x = 0$ における集光は観測されなかった。測定より得られた帯域幅は、5.4 章の波動伝搬シミュレーションから予測された帯域幅よりも減少している。この結果は、シミュレーションでは無視していたインピーダンス行列の各行列要素の周波数変動によるものと考えられる。なお、直接的な比較ではないが、本実験のヌル間ビーム幅 $\Delta x = \lambda_0/10$ で設計したメタ表面に対する比帯域の測定結果 5.8% という値は、 $\Delta x = \lambda_0/20$ のサブ波長集光を実現する従来の単層メタ表面に対する結果の 3.8% [76] や、典型的な Veselago-Pendry superlens に対する結果の 2% [150] よりも大きく、広帯域動作を実現している。

5.6 本章のまとめ

本章では、エバネセント波を増強するメタ表面のための整合設計理論を提案し、それによるサブ波長集光を実証した。提案する理論では、エバネセント波の生成による複素波動インピーダンスを厳密に考慮しており、単位格子の設計に 4 端子回路網モデルを導入している。提案する理論により、入射側と透過側の両面で自由空間とインピーダンス整合し、所望のエバネセント波を含む波数成分の制御と増強が可能なメタ表面を実現した。構築したエバネセント波制御技術を利用して、2.45 GHz で単一スポットにサブ波長集光するメタ

表面を設計し、波動伝搬シミュレーションにより、設計したメタ表面が理論と一致したヌル点間ビーム幅が $\lambda_0/20$ のサブ波長集光特性を示すことを数値的に検証した。さらに、回折限界を大幅に超えた深超解像の実現には整合設計が必須となることを明らかにした。提案する理論の妥当性を実験的に検証するために、位置に依存したインピーダンス行列を3層構造で実装してサブ波長集光メタ表面を試作し、近傍界計測システムにより評価した。3層構造における横方向の結合の影響により測定されたビーム幅は理論よりもわずかに広がったものの、FWHMが $\lambda_0/10$ のサブ波長集光を実験的に実証した。サブ波長集光の動作帯域は比帯域5.8%で、その帯域において λ_0 で規格化したFWHMは0.10–0.21の範囲内にとどまった。本章の研究は、従来よりも分解能が劇的に向上する深超解像レンズの実現に向けた理論的な道筋を与えるものである。

なお、提案する整合理論は、任意の入射角のTEまたはTM偏波に照射されるメタ表面に対する理論に原理的に拡張できる。斜め入射の場合には、電磁界の横方向成分に対して式(5.6)のインピーダンス行列を定式化することで、理論を構築できる。また、本章では1次元のサブ波長集光を行う1次元メタ表面を取り扱ったが、提案する整合理論のコンセプトはエバネセント波を増強する2次元メタ表面に対する理論にも容易に拡張できる。

第6章 総括

最後に本研究のまとめと将来展望について述べる。

6.1 本研究のまとめ

本研究では、一部の伝搬波領域における制御に限定されていた従来の電磁界制御を、人工メタ表面により Γ 点やエバネセント波を含めた一般の波数空間制御に拡張した。2章と3章では、周期メタ表面による Γ 点 ($k = 0$) における電磁界制御技術を構築した。導波モードの縮退により Γ 点に非ゼロの群速度を導入し、メタ表面と垂直入射波の結合を増大することで、非共振構造の基本モードを利用した電波領域における Γ 点の電磁界制御を可能にした。また、単位格子密度による外部結合の独立制御を実現した。4章と5章では、両面で自由空間と整合した非周期メタ表面による連続的な波数空間制御を開拓した。4章では、無反射メタ表面による伝搬波領域 ($|k| \leq k_0$) の制御技術を実現した。5章では、エバネセント波の生成による複素波動インピーダンスを厳密に考慮した整合理論の構築により、エバネセント波領域 ($|k| > k_0$) を含めた一般の波数空間制御に拡張した。

開拓した人工メタ表面による波数空間電磁界制御によって、表 6.1 にまとめる 4 つの異常伝搬現象を実証した。

表 6.1: 本研究で開拓した波数空間の電磁界制御による異常伝搬現象。

現象	制御対象の波数空間	応用例
異常透過現象	Γ 点 ($k = 0$)	開口面効率が 1 となる 完全開口
異常吸収現象	Γ 点 ($k = 0$)	超極薄完全電波吸収体
遠方界制御による 開口面効率の向上	伝搬波領域 ($ k \leq k_0$)	低背・高利得 大開口アンテナ
近傍界制御による サブ波長集光	エバネセント波領域 ($ k > k_0$)	超解像レンズ

第 2 章では、 Γ 点で縮退したハイパボリックメタ表面を実現することで、垂直入射波の透過利得が増大する異常透過現象を実証した。 Γ 点における異方的な分散制御により、垂直入射波による Γ 点の導波モードの等位相励振が可能となり、メタ表面が等価的に広がった等位相開口面として働くことで、異常透過現象が実現することを数値的に検証した。実験より周波数 33.6 GHz のミリ波に対して、透過率がメタ表面により 5 dB 増大することを実証した。この異常透過現象の実証により、簡素な構成の完全開口面効率開口の新たな実現法を開拓した。

第 3 章では、外部結合制御機能を有する Γ 点で縮退したメタ表面を実現することで、超極薄構造で垂直入射波を完全吸収する異常吸収現象を実証した。1 ポート共振器モデルの臨界結合状態（内部 Q 値と外部 Q 値が等しくなる状態）を用いた完全吸収の理論を提案した。単位格子密度により外部 Q 値を独立に制御できるメタ表面を実現し、内部 Q 値と外部 Q 値が等しくなる条件下で異常吸収現象を実証した。30.9 GHz において、波長の $1/38$ の超極薄構造で -37 dB の吸収特性を持つ完全吸収体を実現した。

第 4 章では、無反射メタ表面による伝搬波領域 ($|k| \leq k_0$) の波数空間制御技術を用いた遠方界制御による開口面効率の向上を実現した。X 帯レーダー用大開口アンテナを取り上げ、本制御技術の有効性を検証した。無反射かつ位置に依存する移相量を導入するメタ表面を実現し、開口面の位相を局所的に制御することで、開口面効率の向上を実現し、利得の増大とともにサイドローブの大幅な抑制を達成した。本技術は、低背・大開口・高利得・低サイドローブが同時に要求される高分解能レーダー用大開口アンテナのさらなる高性能化に資する。

第 5 章では、メタ表面によるエバネセント波領域 ($|k| > k_0$) を含む波数空間制御を用いた近傍界制御によるサブ波長集光を実現した。エバネセント波の生成により自由空間のインピーダンスが複素数になることを指摘し、それを厳密に考慮した新たなメタ表面の整合設計理論を構築した。開発した設計理論により、所望のエバネセント波を含む波数成分の制御と増強が可能なメタ表面を実現し、2.45 GHz 帯におけるサブ波長集光を実証した。本技術は、従来よりも分解能が劇的に向上する超解像レンズの実現法を与えるものである。

6.2 将来展望

本研究で開拓した Γ 点および $10k_0$ 超のエバネセント波領域を含む波数空間の電磁界制御技術や、その応用により実現した異常な伝搬現象は、近未来社会に求められる高度な電磁波伝搬制御の実現に資するものである。本成果については、入射波の偏波に依存しない Γ 点制御の確立や、さらなる高波数成分のエバネセント波制御への拡張などの技術の高度化とともに、将来的な実用化や社会実装に向けた展開が期待される。本研究の将来展望として、今後の研究の方向性を以下にまとめる。

さらなる高周波化や高波数制御化への展開

本研究で提案したメタ表面の実験的実証では、0.1 mm 程度の線幅の金属パターンで実装できる設計を利用した。そのため、フォトリソグラフィーを用いた通常の回路印刷技術による実装プロセスで十分であった。しかしながら、メタ表面の利活用が期待される代表的な応用先である第 6 世代移動通信システム (6G) では 100 GHz 超の周波数の利用が見込まれており、6G 対応のテラヘルツ波帯動作のメタ表面の実現にはナノプロセス技術が必要である。また、回折限界を大幅に超えた深超解像の実現に向けても、 $100k_0$ 超まで波数空間の制御領域を拡張する必要があることから、ナノオーダーの微細加工技術が求められる。一方で、アンテナ応用を見据えると大面積への実装も必要となり、コストや量産性の観点で従来の電子線リソグラフィーでは不適である。以上のように、今後の高周波化や高波数制御化を考えると、プリントエレクトロニクスにおけるナノインプリントや 3D プリンターなどの新たなナノプロセス技術の利用が望まれる。なお、テラヘルツ波帯のメタ表面に関しては、低損失化のために誘電体のみで構成したメタ表面の研究動向 [151–157] にも注目している。

本研究で構築した設計理論は一般化された物理モデルに基づいており、メタ表面の実装方法や動作周波数に関わらず適用可能である。そのため、新たな実装方法や誘電体メタ表面についても、設計のアプローチとしては、周期メタ表面に対する分散と外部結合の独立な制御により Γ 点における制御を実現し、非周期メタ表面への位置に依存したインピーダンス行列の導入によりエバネセント波を含めた連続的な波数空間制御を実現するという本研究で述べた手法を利用できる。

なお、3層構造による非周期メタ表面の実装については、実装方法や設計理論のさらなる高度化が望まれる。第5章や付録Cで述べるように、本研究のような各層を独立に設計する方法では、層内・層間結合の影響により、実現する特性は設計とずれが生じる。層内結合を抑制した構造 [149] や、層間結合を考慮した設計方法 [158] の利用を有望なアプローチとして注目している。

社会課題の解決に資するメタ表面の応用の創出

本研究では波数空間の電磁界制御の用途提案として4種類の異常伝搬現象を実証した。メタ表面の実用化をさらに促進するためには、6G対応のメタ表面によるビームフォーミングや、kHz・MHz帯の超解像バイオセンシングなど、社会課題に直結した応用展開の提示が有効である。既存技術と差別化されたメタ表面の特長が活かされたキラーアプリケーションの創出が望まれる。そのための技術的な検討項目としては、一つはメタ表面の構造設計の効率化があげられる。付録C、Eで述べるように、現状では特定の応用ごとにメタ表面の単位格子の構造設計に取り組む必要がある。メタ表面による電磁界制御技術を幅広い分野へ迅速に応用展開するためには、機械学習やAIをベースにした高速・高効率な構造設計法を新たに確立することが望まれる。メタ表面の機能面の検討項目としては、動作帯域幅の増大と外部制御性の付与があげられる。それぞれ、多層化によるマルチバンド化や単位格子の分散制御 [159–163]、バラクタダイオードや液晶などの可変素子や半導体の利用 [164–167] を有望なアプローチとして注目している。

以上のように、電気電子、材料科学、計算機科学、ナノプロセス技術など、複数の学際領域にまたがった領域融合によりメタ表面技術のさらなる発展が加速されると考えられる。

付録 A Γ 点で縮退したハイパボリックメタ表面の Γ 点における群速度の導出

Γ 点における x 方向と y 方向の群速度を導出するために、Brillouin zone の境界の Γ -X と Γ -Y の経路に沿った導波モードの伝搬を議論する。 Γ 点の角周波数が ω_{se} と ω_{sh} の 2 モードの伝搬について、Brillouin zone における Γ -X の経路に沿った波数 k_x は ($0 \leq k_x a_x \leq \pi$, $k_y a_y = 0$)、(2.1) 式に $k_y a_y = 0$ を代入し、次式より求められる。

$$k_x = \frac{1}{a_x} \cos^{-1} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{C_{xR} + C_g}{C_{xL}} \frac{1}{1 - \omega^2/\omega_g^2} \times \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{se}^2} \right) \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{sh}^2} \right) \right\}. \quad (A.1)$$

ここで、 ω_g は次式で与えられる。

$$\omega_g = \frac{2}{\sqrt{C_g L_{xL}}}. \quad (A.2)$$

ここで、 $\omega_{sh} > \omega_g$ が常に成り立つ。 Γ -X の経路に沿った伝搬が RH モードであるか LH モードであるかは、 $(\omega_{se}, \omega_{sh}, \omega_g)$ の大小関係で決まる。 $\omega_{se} > \omega_g$ の場合には、図 2.6 に示すように、 Γ -X の経路には LH モードと RH モードが 1 つずつ伝搬し、それぞれの Γ 点における角周波数は $\omega_{\Gamma 1}$ と $\omega_{\Gamma 2}$ となる [ただし、 $(\omega_{\Gamma 1}, \omega_{\Gamma 2}) = (\omega_{se}, \omega_{sh})$ ($\omega_{\Gamma 1} < \omega_{\Gamma 2}$)]. (A.1) 式より、 $\omega_{se} = \omega_{sh}$ の平衡条件下の場合のみ、 Γ 点における x 方向の群速度 ($v_{gx}(\Gamma)$) は非ゼロの値をとり、次式で与えられることがわかる。

$$v_{gx}(\Gamma) = \left. \frac{\partial \omega}{\partial k_x} \right|_{k_x=0} = \pm \frac{1}{2} \frac{a_x}{\sqrt{C_{xR} L_{xR}}} \sqrt{\frac{C_g}{C_{xR} + C_g}}. \quad (A.3)$$

一方で、Brillouin zone における Γ -Y の経路では ($k_x a_x = 0$, $0 < k_y a_y < \pi$)、 Γ 点の角周波数が ω_{se} と ω_{sh} の導波モードはそれぞれフラットモードと LH モードになる。LH モードに対する波数 k_y は、(2.1) 式より以下のように求められる。

$$k_y = \frac{1}{a_y} \cos^{-1} \left\{ 1 + \frac{1}{2} L_{xL} (C_{xR} + C_g) \omega^2 \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{sh}^2} \right) \right\}. \quad (A.4)$$

これより、 Γ -Y の経路に沿った LH モードの群速度 (v_{gy}^{LH}) は次式で与えられる。

$$v_{gy}^{LH} = \frac{\partial \omega}{\partial k_y} = \frac{a_y \sin k_y a_y}{(C_{xR} + C_g) L_{xL} \omega (1 - 2\omega^2/\omega_{sh}^2)}. \quad (A.5)$$

(A.5) 式より、 Γ 点における y 方向の群速度は、平衡条件下でも非平衡条件下でも常にゼロになることがわかる。

付録 B Γ 点で縮退した反射型メタ表面の反射特性のシミュレーション結果

表 3.1 に示した 12 個の設計について、垂直入射波に対する反射特性のシミュレーション結果を図 B.1 と図 B.2 に示す。図 B.1 には振幅の周波数特性を、図 B.2 には反射特性を Smith チャート上にプロットした結果を示している。シミュレーションでは、単一の単位格子に対して、 x 方向と y 方向の境界に Master / Slave 境界を課し、 z 方向の Floquet ポートから励振することで、垂直入射平面波に照射された無限周期のメタ表面を模擬し、その反射率を計算した。誘電体基板の誘電正接は $\tan \delta = 0.00085$ を用い、金属パターンには導電率をバルクの銅の導電率の値である $5.8 \times 10^7 \text{ S/m}$ とした有限導電率境界を設定した。

図 B.1 より、 $\Delta y = 11.5 \text{ mm}$ の条件において完全吸収となり、図 B.2 よりその条件下では、インピーダンスの軌跡に相当する反射円は原点を通ることがわかる。これらの結果とシミュレーションで求めた反射特性から抽出した Q 値 (図 3.8 の破線) から明らかのように、 $\Delta y = 11.5 \text{ mm}$ における完全吸収は内部 Q と外部 Q が等しくなる臨界結合現象に起

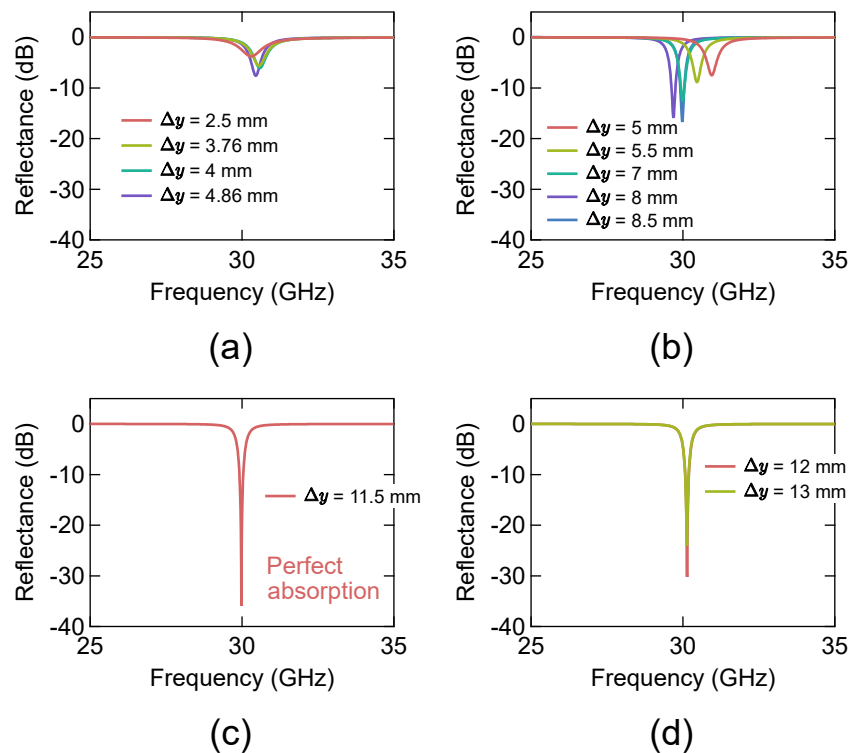


図 B.1: 垂直入射波に対する反射率の測定結果。(a) $\Delta y = 2.5 \text{ mm}$ 、 3.76 mm 、 4 mm 、 4.86 mm の結果 (密結合)。(b) $\Delta y = 5 \text{ mm}$ 、 5.5 mm 、 7 mm 、 8 mm 、 8.5 mm の結果 (密結合)。(c) $\Delta y = 11.5 \text{ mm}$ の結果 (臨界結合)。(d) $\Delta y = 12 \text{ mm}$ 、 13 mm の結果 (疎結合)。

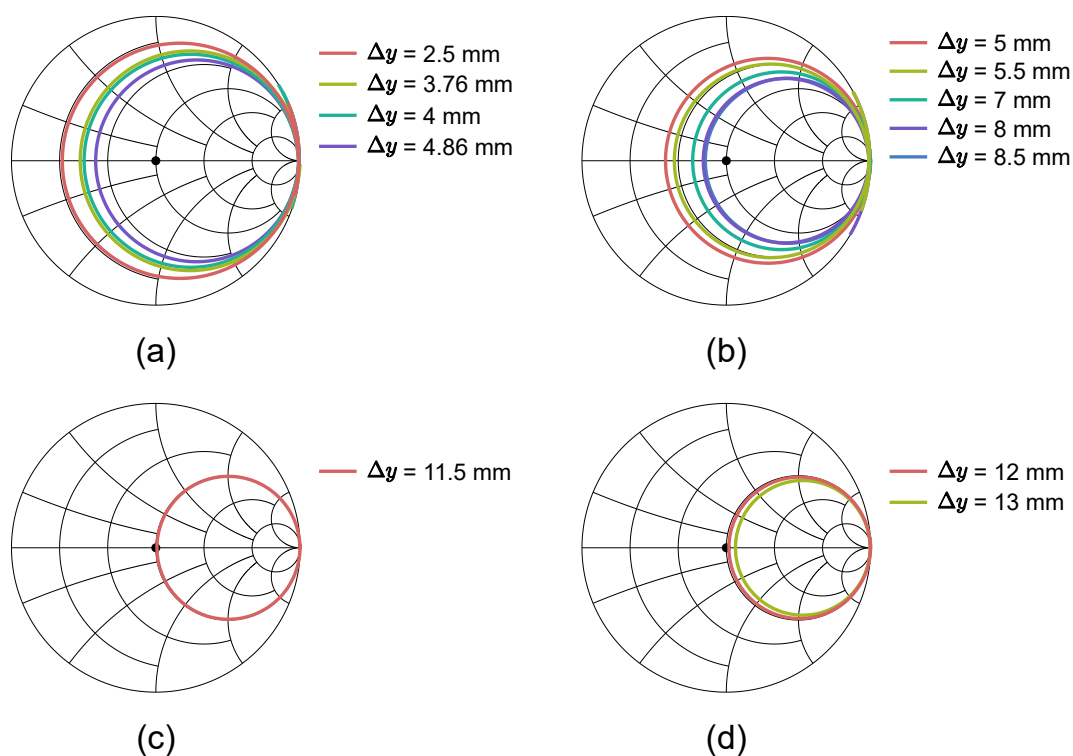


図 B.2: 垂直入射波に対する反射率の測定結果をスミスチャート上にプロットした結果。(a) $\Delta y = 2.5$ mm、3.76 mm、4 mm、4.86 mm の結果（密結合）。(b) $\Delta y = 5$ mm、5.5 mm、7 mm、8 mm、8.5 mm の結果（密結合）。(c) $\Delta y = 11.5$ mm の結果（臨界結合）。(d) $\Delta y = 12$ mm、13 mm の結果（疎結合）。

因しており、単位格子密度による外部 Q の独立な制御で実現したことがシミュレーションからも確認された。シミュレーションと実験における最適な単位格子密度のずれは、銅張誘電体基板の実効的な導電率のミリ波帯域における低下が原因となっている。正確な導電率の値に基づくシミュレーションにより効率的な設計を可能にするためには、ミリ波帯域の精密な導電率測定技術の確立が望まれる。

付録 C 伝搬波位相制御のための3層構造無反射メタ表面の単位格子の設計

局所的な位相補償を行う無反射メタ表面について、3層構造の各層の金属パターンを電磁界シミュレーションを用いて以下のように設計した。まず層間の結合を無視して、各層ごとに独立に設計する。Top層とBottom層の設計では、図C.1(a)のように金属パターンを誘電体と空気の領域の境界に配置し、Middle層の設計では、図C.1(b)のように金属パターンを誘電体領域中に配置した。ここで、誘電体の比誘電率 $\epsilon_r = 2.56$ 、誘電正接 $\tan \delta = 0.0015$ とする。層内の隣接する単位格子の影響は、単位格子に2次元周期境界条件を課すことで、近似的に取り入れる。単位格子の大きさは $3\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ であり、設計周波数は 9.41 GHz である。 z 方向から照射する y 方向偏波の垂直入射平面波に対して伝搬解析を行い、金属パターンによるシャントキャパシタンス/インダクタンスを計算した。

各層に必要なシャントキャパシタンス/インダクタンスの範囲は式(4.7)に示されている。Top層とMiddle層のシャントキャパシタンスは、 $0.02\text{ pF} \leq C_{\text{top}}$, $C_{\text{bot}} \leq 0.082\text{ pF}$ の範囲は図C.2(a)のT型回路で実装し、図C.2(b)のように枝の長さ h でキャパシタンス値を制御した。 $0.082\text{ pF} \leq C_{\text{top}}$, $C_{\text{bot}} \leq 0.25\text{ pF}$ の範囲は図C.2(c)のインターデジタルキャパシタで実装し、図C.2(d)のように枝の長さ h でキャパシタンス値を制御した。Top層とBottom層はキャパシタンスの実装しか必要としないが、Middle層には容量性と誘導性の両方の単位格子が存在する。Middle層のシャントキャパシタンスは、 $0.03\text{ pF} \leq C_{\text{mid}} \leq 0.15\text{ pF}$ の範囲は図C.3(a)のT型キャパシタで実装し、図C.3(b)のように枝の長さ h でキャパシタンス値を制御した。 $0.15\text{ pF} \leq C_{\text{mid}} \leq 0.78\text{ pF}$ の範囲は図C.3(c)のインターデジタルキャパシ

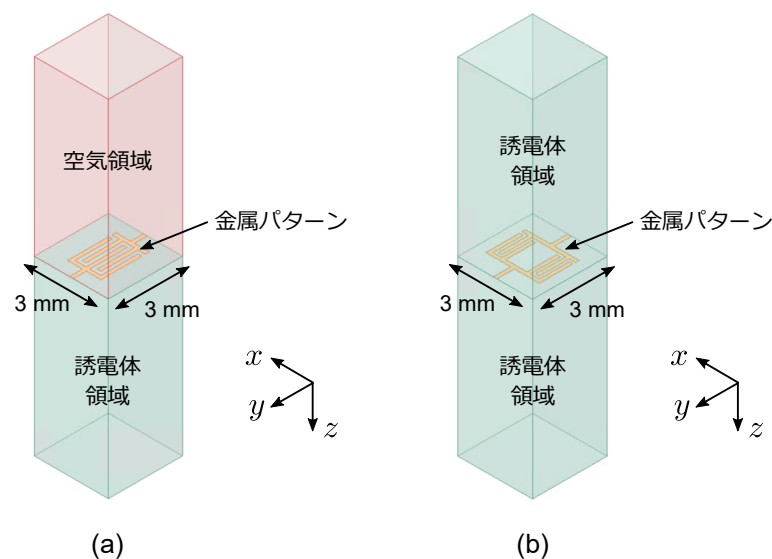


図 C.1: 各層の構造設計における電磁界シミュレーションの構成。(a) Top/Bottom層。(b) Middle層。

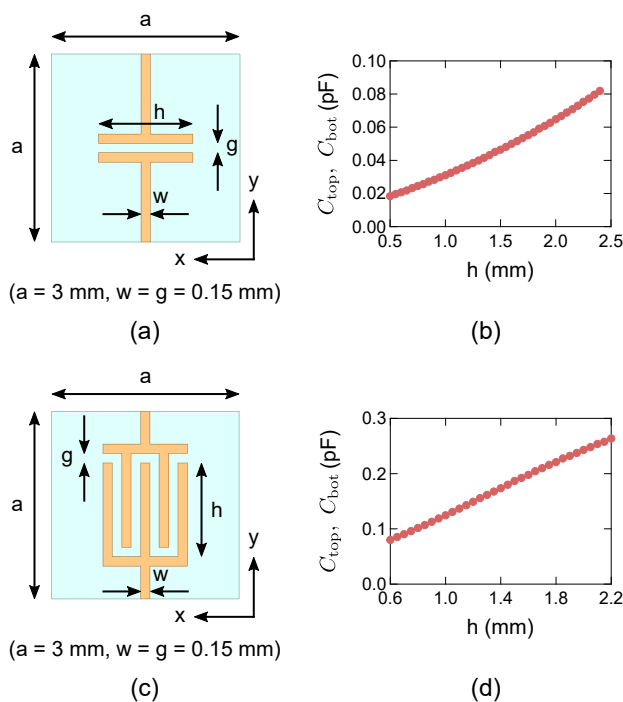


図 C.2: Top/Bottom 層の金属パターンの設計。T 型キャパシタの (a) 構造と (b) 寸法とキャパシタンス値の関係。インターディジタルキャパシタの (c) 構造と (d) 寸法とキャパシタンス値の関係。

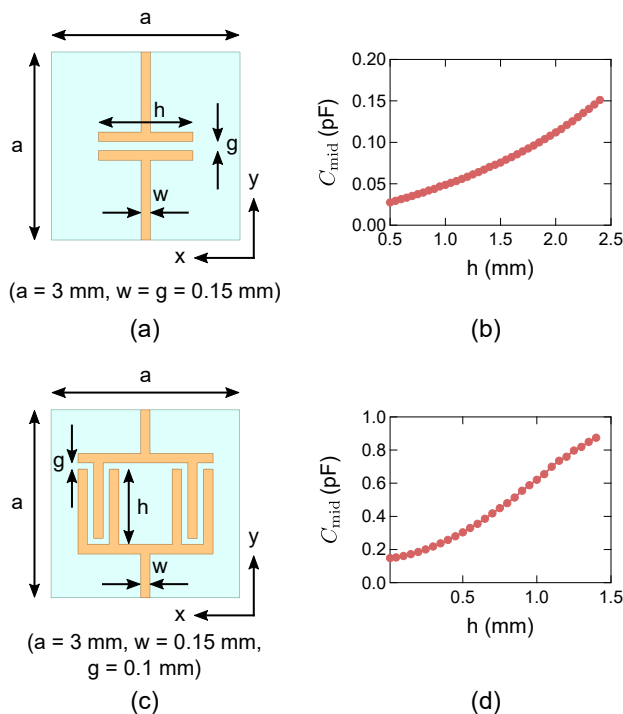


図 C.3: 容量性の Middle 層の金属パターンの設計。T 型キャパシタの (a) 構造と (b) 寸法とキャパシタンス値の関係。インターディジタルキャパシタの (c) 構造と (d) 寸法とキャパシタンス値の関係。

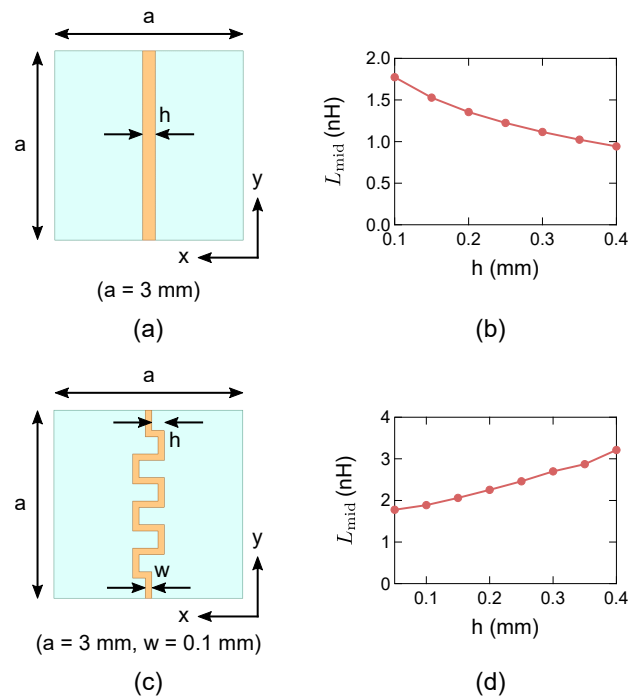


図 C.4: 誘導性の Middle 層の金属パターンの設計。直線ストリップ導体の (a) 構造と (b) 寸法とインダクタンス値の関係。メアンダーラインの (c) 構造と (d) 寸法とキャパシタンス値の関係。

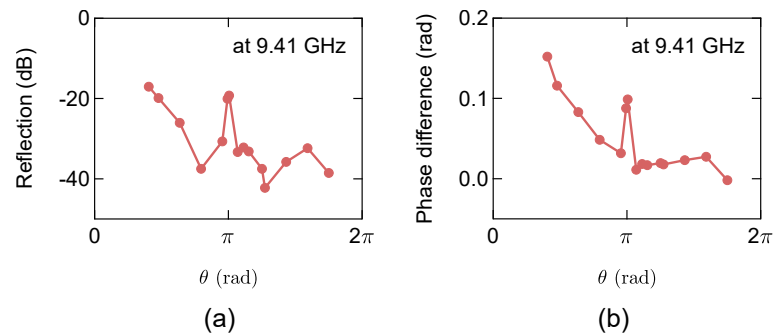


図 C.5: 層間の結合を無視して設計した単位格子の伝搬特性。設計周波数における (a) 反射振幅、(b) 透過位相の設計値との差。

タで実装し、図 C.3(d) のように枝の長さ h でキャパシタンス値を制御した。ここで、層間結合の影響を抑制するために、図 C.3(c) の Middle 層のインターディジタルキャパシタは、図 C.2(c) の Top/Bottom 層の構造とは異なり、インターディジタルの枝が両側に分かれ、中央が空いた構造とした。Middle 層のシャントインダクタンスは、 $1.17 \text{ nH} \leq L_{\text{mid}} \leq 1.77 \text{ nH}$ の範囲は図 C.4(a) の直線ストリップ導体で実装し、図 C.4(b) のように線路幅 h でインダクタンス値を制御した。 $1.77 \text{ pF} \leq C_{\text{mid}} \leq 3.08 \text{ pF}$ の範囲は図 C.4(c) のメアンダーラインで実装し、図 C.4(d) のように折り曲げ幅 h でインダクタンス値を制御した。

各層を独立に設計した金属パターンを用いて 3 層構造を構成し、典型的な移相量 $\theta = 1.27, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.12, 3.16, 3.36, 3.5, 3.62, 3.93, 4, 4.5, 5, 5.5 \text{ rad}$ の単位格子に対して、設計周波数における伝搬特性を計算した。誘電体の厚さは接着層も考慮して、Top 層と Middle 層の間は 1.61 mm 、Middle 層と Bottom 層の間を 1.53 mm とし、このシミュレーション

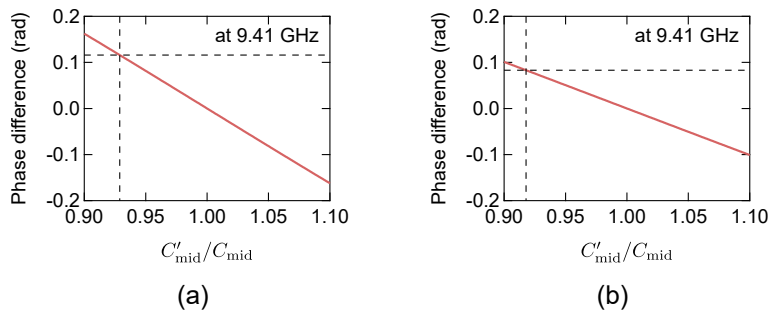


図 C.6: 透過位相に対する Middle 層のキャパシタンス値の変動の影響。(a) $\theta = 1.5$ rad。(b) $\theta = 2$ rad。破線は、補正前の構造に対する電磁界シミュレーションから求めた透過位相と設計値の差と、そこから推定される実効的なキャパシタンス値を示す。

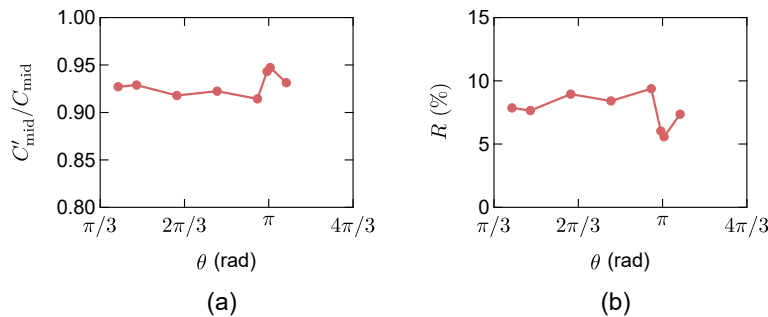


図 C.7: (a) 補正前の構造の Middle 層のキャパシタンス値の実効値と設計値の比 ($C'_{\text{mid}}/C_{\text{mid}}$)。 (b) C_{mid} に対する補正係数 R 。

も 2 次元周期境界条件下で解析した。設計周波数における反射振幅および透過位相の設計値との差の結果を図 C.5 に示す。図 C.5 と図 4.12 を見比べると、Middle 層が容量性で Top 層または Bottom 層のキャパシタンス値が大きい場合 ($\theta = 1.27, 3.16$ rad など) に、反射は増大し、透過位相の設計値との差も大きくなることがわかる。これは、各層のキャパシタンス間の電気結合によって、層間結合を無視した設計よりも Middle 層の金属パターンの実効的なキャパシタンス値が低減したためと考えられる。

そこで、Middle 層の設計の補正を考える。反射や透過位相のずれが大きくなる θ の範囲では、Middle 層は図 C.3(c) の構造をしている。そのため、図 C.3(c) の構造を用いる単位格子に対しては、設計で指定される C_{mid} よりも大きな値 $C_{\text{mid}}^{\text{Cor}} = (1 + R)C_{\text{mid}}$ を実装することとし、補正係数 $R > 0$ を以下のように求める。まず、補正前の 3 層構造における、Middle 層のキャパシタンスの実効値 C'_{mid} を求める。そのために、図 4.2(b) の等価回路解析に基づき、設計された $C_{\text{top}}, C_{\text{mid}}, C_{\text{bot}}$ から C_{mid} のみが C'_{mid} に変動した場合の、設計周波数における透過位相の変動を計算する。典型的な場合として、 $\theta = 1.5, 2$ rad の場合の結果を図 C.6 に示す。一般に、 C_{mid} の減少にともなって透過位相は進む。図中の横の破線は、補正前の 3 層構造に対するシミュレーションから得られた透過位相の設計値との差分を表す。補正前の構造で実現した Middle 層のキャパシタンスの実効値を、横の破線と実線が交差するときの C'_{mid} から推定する。各 θ において同様の方法により求めた、補正前の構造の実効値 C'_{mid} と設計値 C_{mid} の比を図 C.7(a) に示す。いずれの場合においても、実効的なキャパシタンス値は設計値よりも低くなっている。補正係数 R を $R = (C_{\text{mid}} - C'_{\text{mid}})/C'_{\text{mid}}$ より求め、図 C.7(b) に示す。8 点の θ 値において電磁界シミュレーションと等価回路解析

から補正係数を求めたが、その他の θ の値に対しては8点の結果の線形補完で内挿することにより補正係数 R を求めることとする。

図 4.15 には、補正後の構造に対する、典型的な単位格子の伝搬特性のシミュレーション結果を示した。なお、補正方法の妥当性を確認するために、図 C.7 の補正係数の解析には用いなかった θ の値についても、上記の方法で Middle 層の補正を行っており、図 4.15 にはそれらの補正後の構造の伝搬特性結果も含まれている。図 C.5 では反射や透過位相の設計値とのずれが大きかった単位格子についても、Middle 層の設計の補正により、図 4.15 では特性が大幅に改善し、すべての設計において、反射は -20 dB 以下、透過位相の設計値との差は 0.03 rad 以下を達成した。以上のようにして、ほぼ無反射で局所的な位相補償を行えるメタ表面を実現可能な単位格子の構造が与えられた。

付録 D 逆伝搬理論によるメタ表面の透過側の面における電磁界の決定

逆伝搬理論を用いることで、メタ表面の $z = 0$ における横方向の電磁界は、設計目標となる焦点面 $z = L$ における式 (5.12) のパターンから導出される。まず、 $z = L$ における透過電界の波数スペクトルは次式で与えられる。

$$\begin{aligned} B_t^*(k_x) &= A_0 \int_{-\infty}^{\infty} E_t^*(x, z = L) \exp[-jk_x x] dx \\ &= \frac{A_0 \lambda_0}{2M} \times \begin{cases} 1 & (|k_x| < Mk_0) \\ 0 & (|k_x| \geq Mk_0) \end{cases}. \end{aligned} \quad (\text{D.1})$$

$z = 0$ から $z = L$ に伝搬する間のエバネセント波の減衰を考慮すると、式 (5.2) の $A_t^*(k_x)$ は $B_t^*(k_x)$ より次式で求まる。

$$\begin{aligned} A_t^*(k_x) &= B_t^*(k_x) \exp[-jk_z L] \\ &= \frac{A_0 \lambda_0}{2M} \times \begin{cases} \exp\left[-jL\sqrt{k_0^2 - k_x^2}\right] & (|k_x| \leq k_0) \\ \exp\left[L\sqrt{k_x^2 - k_0^2}\right] & (k_0 < |k_x| < Mk_0) \\ 0 & (|k_x| \geq Mk_0) \end{cases}. \end{aligned} \quad (\text{D.2})$$

式 (D.2) を式 (5.1) と (5.2) に代入することで、 $z = 0$ における横方向の電磁界は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} E_t^*(x, z = 0) &= \frac{A_0}{M} \int_1^M \exp\left[k_0 L \sqrt{u^2 - 1}\right] \cos(xk_0 u) du \\ &+ \frac{A_0}{M} \int_0^{\pi/2} \exp[-jk_0 L \sin \theta] \cos(xk_0 \cos \theta) \sin \theta d\theta, \end{aligned} \quad (\text{D.3})$$

$$\begin{aligned} H_t^*(x, z = 0) &= \frac{jA_0}{M\eta_0} \int_1^M \exp\left[k_0 L \sqrt{u^2 - 1}\right] \sqrt{u^2 - 1} \cos(xk_0 u) du \\ &+ \frac{A_0}{M\eta_0} \int_0^{\pi/2} \exp[-jk_0 L \sin \theta] \cos(xk_0 \cos \theta) \sin^2 \theta d\theta. \end{aligned} \quad (\text{D.4})$$

付録 E エバネセント波制御のための3層構造 メタ表面の単位格子の設計

サブ波長集光メタ表面について、付録 C と同様の方法で、3層構造の各層の金属パターンを電磁界シミュレーションにより以下のように設計した。本設計では、層間の結合を無視し、各層を独立に設計している。Top 層と Bottom 層の設計では図 E.1(a) の構成で、Middle 層の設計では図 E.1(b) の構成で伝搬解析を行い、金属パターンによるシャントキャパシタンス/インダクタンスを計算する。誘電体の比誘電率を $\epsilon_r = 2.59$ とする。単位格子に 2 次元の周期境界条件を課すことで、層内の結合を近似的に取り入れる。単位格子の大きさは $(\lambda_0/100) \times (\lambda_0/6) \approx 1.22 \text{ mm} \times 20.4 \text{ mm}$ である。

Top 層と Bottom 層には最大 0.2 pF のシャントキャパシタンスを図 E.2(a) のインター

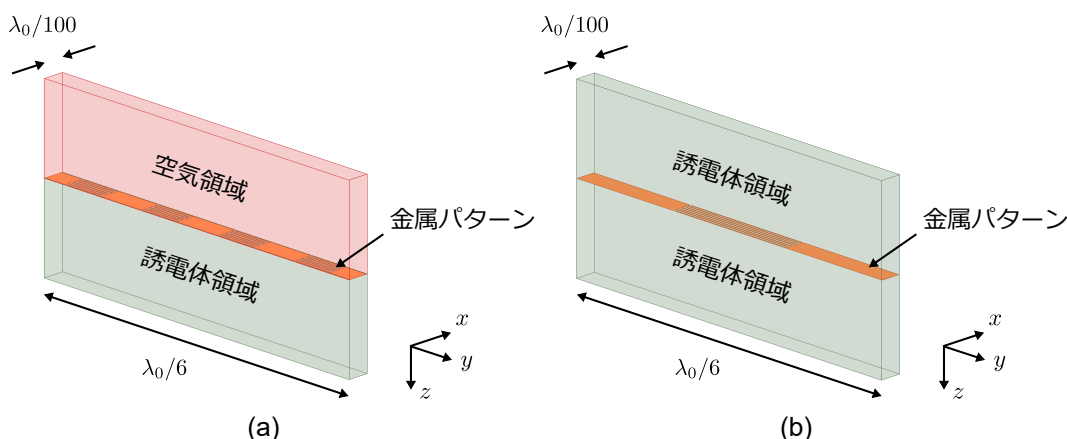


図 E.1: 各層の構造設計における電磁界シミュレーションの構成。(a) Top/Bottom 層。(b) Middle 層。

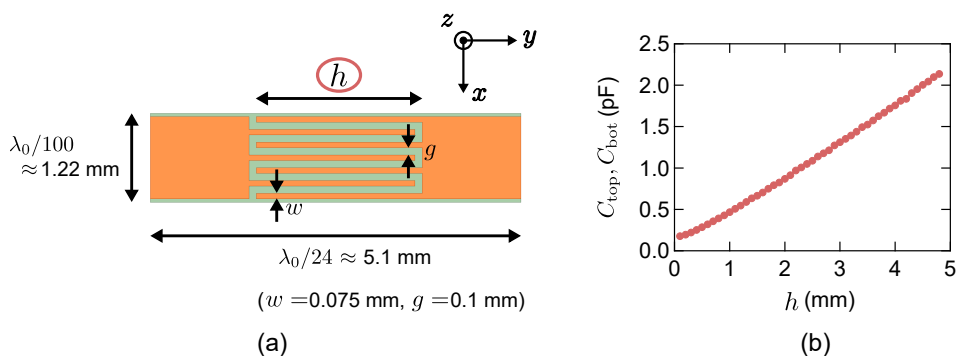


図 E.2: Top/Bottom 層の金属パターンの設計。インターデジタルキャパシタの (a) 構造と (b) 寸法とキャパシタンス値の関係。

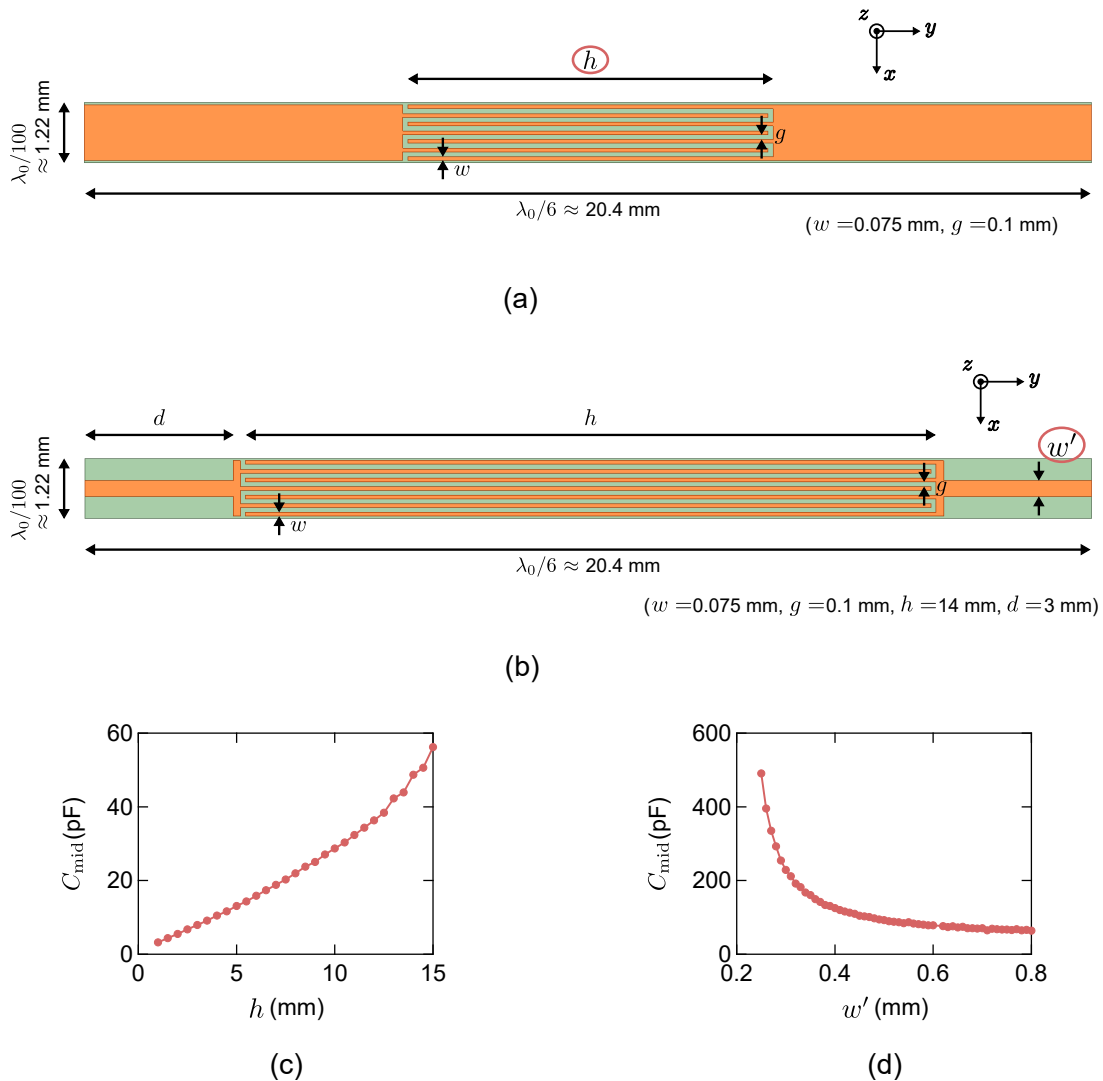


図 E.3: 容量性の Middle 層の金属パターンの設計。(a) インターデジタルキャパシタと (b) 直列 LC 共振構造。(c) (a) の構造における寸法とキャパシタンス値の関係。(d) (b) の構造における寸法とキャパシタンス値の関係。

デジタルキャパシタで実装し、図 E.2(b) のように枝の長さ h でキャパシタンス値を制御した。図 E.2(a) の構造の大きさは $(\lambda_0/100) \times (\lambda_0/24)$ であるため、図 E.2(a) の同一の構造が y 方向に 4 つ配列して 1 つの単位格子を形成する。Top 層と Bottom 層はキャパシタンスの実装しか必要としないが、Middle 層には容量性と誘導性の両方の単位格子が存在する。Middle 層のシャントキャパシタンスは、60 pF までの範囲は図 E.3(a) のインターデジタルキャパシタで実装し、60 pF より大きな値は図 E.3(b) の直列 LC 共振構造で実装した。キャパシタンス値は、図 E.3(c) と (d) に示すように、図 E.3(a) の構造では枝の長さで、図 E.3(b) の構造では中心のストリップ導体の幅でそれぞれ制御した。図 E.3(a) と (b) の構造の大きさは $(\lambda_0/100) \times (\lambda_0/6)$ であるため、それぞれの構造が 1 つの単位格子に相当する。Middle 層のシャントインダクタンスは、0.48 nH までの範囲は図 E.4(a) の直線ストリップ導体で実装し、0.48 nH より大きな値は図 E.4(b) の並列 LC 共振構造で実装した。インダクタンス値は、図 E.4(c) と (d) に示すように、図 E.4(a) の構造ではストリップ導体の幅で、図 E.4(b) の構造ではインターデジタルキャパシタの枝の長さでそれぞれ

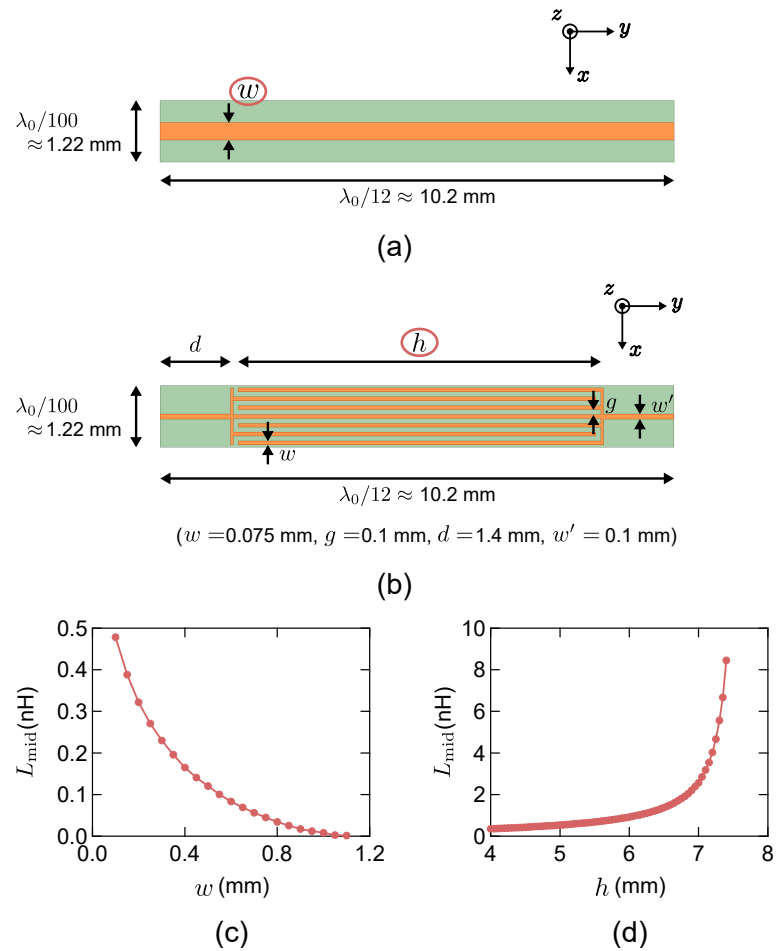


図 E.4: 誘導性の Middle 層の金属パターンの設計。(a) 直線ストリップ導体と (b) 並列 LC 共振構造。(c) (a) の構造における寸法とインダクタンス値の関係。(d) (b) の構造における寸法とインダクタンス値の関係。

制御した。図 E.4(a) と (b) の構造の大きさは $(\lambda_0/100) \times (\lambda_0/12)$ であるため、図 E.4(a)、(b) の同一の構造が y 方向に 2 つ配列して 1 つの単位格子を形成する。

参考文献

- [1] S. A. Tretyakov, “Metasurfaces for general transformations of electromagnetic fields,” *Philos. Trans. R. Soc. A*, vol. 373, no. 2049, p. 20140362, 2015.
- [2] H.-T. Chen, A. J. Taylor, and N. Yu, “A review of metasurfaces: physics and applications,” *Rep. Prog. Phys.*, vol. 79, no. 7, p. 076401, 2016.
- [3] L. Zhang, S. Mei, K. Huang, and C.-W. Qiu, “Advances in full control of electromagnetic waves with metasurfaces,” *Adv. Opt. Mater.*, vol. 4, no. 6, pp. 818–833, 2016.
- [4] S. B. Glybovski, S. A. Tretyakov, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, and C. R. Simovski, “Metasurfaces: From microwaves to visible,” *Phys. Rep.*, vol. 634, pp. 1 – 72, 2016.
- [5] O. Quevedo-Teruel, H. Chen, A. Díaz-Rubio, G. Gok, A. Grbic, G. Minatti, E. Martini, S. Maci, G. V. Eleftheriades, M. Chen, N. I. Zheludev, N. Papasimakis, S. Choudhury, Z. A. Kudyshev, S. Saha, H. Reddy, A. Boltasseva, V. M. Shalaev, A. V. Kildishev, D. Sievenpiper, C. Caloz, A. Alù, Q. He, L. Zhou, G. Valerio, E. Rajo-Iglesias, Z. Sipus, F. Mesa, R. Rodríguez-Berral, F. Medina, V. Asadchy, S. Tretyakov, and C. Craeye, “Roadmap on metasurfaces,” *J. Opt.*, vol. 21, no. 7, p. 073002, 2019.
- [6] 総務省 総合通信基盤局, “第5世代移動通信システム (5G) の今と将来展望,” [Online] http://www.soumu.go.jp/main_content/000633132.pdf, 2019.
- [7] N. I. Zheludev, “A roadmap for metamaterials,” *Opt. Photon. News*, vol. 22, no. 3, pp. 30–35, 2011.
- [8] Y. Liu and X. Zhang, “Metamaterials: a new frontier of science and technology,” *Chem. Soc. Rev.*, vol. 40, pp. 2494–2507, 2011.
- [9] T. J. Cui, “Microwave metamaterials—from passive to digital and programmable controls of electromagnetic waves,” *J. Opt.*, vol. 19, no. 8, p. 084004, 2017.
- [10] T. Chen, W. Tang, J. Mu, and T. J. Cui, “Microwave metamaterials,” *Ann. Phys. (Berlin)*, vol. 531, no. 8, p. 1800445, 2019.
- [11] M. Kadic, G. W. Milton, M. van Hecke, and M. Wegener, “3D metamaterials,” *Nat. Rev. Phys.*, vol. 1, pp. 198–210, 2019.
- [12] V. G. Veselago, “The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ,” *Sov. Phys. Usp.*, vol. 10, no. 4, pp. 509–514, 1968.

- [13] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs, “Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, pp. 4773–4776, 1996.
- [14] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, “Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 47, no. 11, pp. 2075–2084, 1999.
- [15] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, “Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, pp. 4184–4187, 2000.
- [16] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, “Experimental verification of a negative index of refraction,” *Science*, vol. 292, no. 5514, pp. 77–79, 2001.
- [17] J. B. Pendry, “Negative refraction makes a perfect lens,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, pp. 3966–3969, 2000.
- [18] D. R. Smith, D. Schurig, M. Rosenbluth, S. Schultz, S. A. Ramakrishna, and J. B. Pendry, “Limitations on subdiffraction imaging with a negative refractive index slab,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 10, pp. 1506–1508, 2003.
- [19] T. J. Cui, Q. Cheng, W. B. Lu, Q. Jiang, and J. A. Kong, “Localization of electromagnetic energy using a left-handed-medium slab,” *Phys. Rev. B*, vol. 71, p. 045114, 2005.
- [20] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, and D. R. Smith, “Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies,” *Science*, vol. 314, no. 5801, pp. 977–980, 2006.
- [21] W. Cai, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev, “Optical cloaking with metamaterials,” *Nat. Photonics*, vol. 1, pp. 224–227, 2007.
- [22] H. F. Ma and T. J. Cui, “Three-dimensional broadband ground-plane cloak made of metamaterials,” *Nat. Commun.*, vol. 1, no. 21, 2010.
- [23] M. Gharghi, C. Gladden, T. Zentgraf, Y. Liu, X. Yin, J. Valentine, and X. Zhang, “A carpet cloak for visible light,” *Nano Lett.*, vol. 11, no. 7, pp. 2825–2828, 2011.
- [24] M. Selvanayagam and G. V. Eleftheriades, “Discontinuous electromagnetic fields using orthogonal electric and magnetic currents for wavefront manipulation,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 12, pp. 14 409–14 429, 2013.
- [25] J. Hao, Y. Yuan, L. Ran, T. Jiang, J. A. Kong, C. T. Chan, and L. Zhou, “Manipulating electromagnetic wave polarizations by anisotropic metamaterials,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, p. 063908, 2007.
- [26] N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. Aieta, 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, 2011.

- [27] 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, 2009.
- [28] T. Ueda and H. Kishimoto, “Pseudo-traveling-wave resonator based on nonreciprocal phase-shift composite right/left handed transmission lines,” in *2010 IEEE MTT-S Int. Microw. Symp.*, May 2010, pp. 41–44.
- [29] C. Caloz and Z. Deck-Léger, “Spacetime metamaterials, part i: General concepts,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Early Access, 2019.
- [30] —, “Spacetime metamaterials, part ii: Theory and applications,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Early Access, 2019.
- [31] H. Shi, A. Zhang, S. Zheng, J. Li, and Y. Jiang, “Dual-band polarization angle independent 90° polarization rotator using twisted electric-field-coupled resonators,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 3, p. 034102, 2014.
- [32] W. Wan, J. Gao, and X. Yang, “Metasurface holograms for holographic imaging,” *Adv. Opt. Mater.*, vol. 5, no. 21, p. 1700541, 2017.
- [33] M. Khorasaninejad, W. T. Chen, R. C. Devlin, J. Oh, A. Y. Zhu, and F. Capasso, “Metalenses at visible wavelengths: Diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging,” *Science*, vol. 352, no. 6290, pp. 1190–1194, 2016.
- [34] C. Pfeiffer and A. Grbic, “Controlling vector bessel beams with metasurfaces,” *Phys. Rev. Applied*, vol. 2, p. 044012, 2014.
- [35] K. Achouri, G. Lavigne, and C. Caloz, “Comparison of two synthesis methods for birefringent metasurfaces,” *J. Appl. Phys.*, vol. 120, no. 23, p. 235305, 2016.
- [36] A. Epstein and G. V. Eleftheriades, “Huygens’ metasurfaces via the equivalence principle: design and applications,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 33, no. 2, pp. A31–A50, 2016.
- [37] M. Chen, M. Kim, A. M. Wong, and G. V. Eleftheriades, “Huygens’ metasurfaces from microwaves to optics: a review,” *Nanophotonics*, vol. 7, no. 6, pp. 1207–1231, 2018.
- [38] J. B. Pendry, L. Martín-Moreno, and F. J. Garcia-Vidal, “Mimicking surface plasmons with structured surfaces,” *Science*, vol. 305, no. 5685, pp. 847–848, 2004.
- [39] X. Shen, T. J. Cui, D. Martin-Cano, and F. J. Garcia-Vidal, “Conformal surface plasmons propagating on ultrathin and flexible films,” *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, vol. 110, no. 1, pp. 40–45, 2013.
- [40] T. J. Cui, M. Q. Qi, X. Wan, J. Zhao, and Q. Cheng, “Coding metamaterials, digital metamaterials and programmable metamaterials,” *Light Sci. Appl.*, vol. 3, no. 10, p. e218, 2014.

- [41] K. Chen, Y. Feng, Z. Yang, L. Cui, J. Zhao, B. Zhu, and T. Jiang, “Geometric phase coded metasurface: from polarization dependent directive electromagnetic wave scattering to diffusion-like scattering,” *Sci. Rep.*, vol. 6, no. 35968, 2016.
- [42] “Key drivers and research challenges for 6G ubiquitous wireless intelligence,” [Online] <http://jultika.oulu.fi/files/isbn9789526223544.pdf>, Matti Latva-aho and Kari Leppänen, Eds., 6G Flagship, University of Oulu, Finland, Tech. Rep., 2019.
- [43] W. Saad, M. Bennis, and M. Chen, “A vision of 6G wireless systems: Applications, trends, technologies, and open research problems,” *arXiv preprint*, arXiv:1902.10265, 2019.
- [44] E. Basar, M. Di Renzo, J. De Rosny, M. Debbah, M. Alouini, and R. Zhang, “Wireless communications through reconfigurable intelligent surfaces,” *IEEE Access*, vol. 7, pp. 116 753–116 773, 2019.
- [45] S. Enoch, G. Tayeb, P. Sabouroux, N. Guérin, and P. Vincent, “A metamaterial for directive emission,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, p. 213902, 2002.
- [46] R. W. Ziolkowski, “Propagation in and scattering from a matched metamaterial having a zero index of refraction,” *Phys. Rev. E*, vol. 70, p. 046608, 2004.
- [47] M. Silveirinha and N. Engheta, “Tunneling of electromagnetic energy through subwavelength channels and bends using ϵ -near-zero materials,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 157403, 2006.
- [48] N. Kinsey, C. DeVault, A. Boltasseva, and V. M. Shalaev, “Near-zero-index materials for photonics,” *Nat. Rev. Mater.*, vol. 4, pp. 742–760, 2019.
- [49] G. V. Naik, V. M. Shalaev, and A. Boltasseva, “Alternative plasmonic materials: Beyond gold and silver,” *Adv. Mater.*, vol. 25, no. 24, pp. 3264–3294, 2013.
- [50] M. Z. Alam, I. De Leon, and R. W. Boyd, “Large optical nonlinearity of indium tin oxide in its epsilon-near-zero region,” *Science*, vol. 352, no. 6287, pp. 795–797, 2016.
- [51] V. N. Smolyaninova, I. I. Smolyaninov, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev, “Experimental observation of the trapped rainbow,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 21, p. 211121, 2010.
- [52] E. J. R. Vesseur, T. Coenen, H. Caglayan, N. Engheta, and A. Polman, “Experimental verification of $n = 0$ structures for visible light,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p. 013902, 2013.
- [53] X. Huang, Y. Lai, Z. H. Hang, H. Zheng, and C. Chan, “Dirac cones induced by accidental degeneracy in photonic crystals and zero-refractive-index materials,” *Nat. Mater.*, vol. 10, no. 8, pp. 582–586, 2011.
- [54] P. Moitra, Y. Yang, Z. Anderson, I. I. Kravchenko, D. P. Briggs, and J. Valentine, “Realization of an all-dielectric zero-index optical metamaterial,” *Nat. Photonics*, vol. 7, no. 10, pp. 791–795, 2013.

- [55] Y. Li, S. Kita, P. Muñoz, O. Reshef, D. I. Vulis, M. Yin, M. Lončar, and E. Mazur, “On-chip zero-index metamaterials,” *Nat. Photonics*, vol. 9, no. 11, pp. 738–742, 2015.
- [56] L.-G. Wang, Z.-G. Wang, J.-X. Zhang, and S.-Y. Zhu, “Realization of Dirac point with double cones in optics,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 10, pp. 1510–1512, 2009.
- [57] K. Sakoda, “Dirac cone in two- and three-dimensional metamaterials,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 4, pp. 3898–3917, 2012.
- [58] —, “Proof of the universality of mode symmetries in creating photonic Dirac cones,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 22, pp. 25 181–25 194, 2012.
- [59] G. V. Eleftheriades, A. K. Iyer, and P. C. Kremer, “Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 50, no. 12, pp. 2702–2712, 2002.
- [60] A. Sanada, C. Caloz, and T. Itoh, “Characteristics of the composite right/left-handed transmission lines,” *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 14, no. 2, pp. 68–70, 2004.
- [61] —, “Planar distributed structures with negative refractive index,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 52, no. 4, pp. 1252–1263, 2004.
- [62] A. Grbic and G. V. Eleftheriades, “Experimental verification of backward-wave radiation from a negative refractive index metamaterial,” *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 10, pp. 5930–5935, 2002.
- [63] C. Caloz and T. Itoh, “Novel microwave devices and structures based on the transmission line approach of meta-materials,” in *2003 IEEE MTT-S Int. Microw. Symp.*, vol. 1, June 2003, pp. 195–198.
- [64] C. Caloz, A. Sanada, L. Liu, and T. Itoh, “A broadband left-handed (LH) coupled-line backward coupler with arbitrary coupling level,” in *2003 IEEE MTT-S Int. Microw. Symp.*, vol. 1, June 2003, pp. 317–320.
- [65] A. Sanada, C. Caloz, and T. Itoh, “Novel zeroth-order resonance in composite right/left-handed transmission line resonators,” in *2003 Asia-Pacific Microw. Conf. (APMC2003)*, vol. 3, Nov 2003, pp. 1588–1592.
- [66] D. W. Pohl, W. Denk, and M. Lanz, “Optical stethoscopy: Image recording with resolution $\lambda/20$,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 44, no. 7, pp. 651–653, 1984.
- [67] M. F. Imani and A. Grbic, “Unidirectional wireless power transfer using near-field plates,” *J. Appl. Phys.*, vol. 117, no. 18, p. 184903, 2015.
- [68] Q. Feng, M. Pu, C. Hu, and X. Luo, “Engineering the dispersion of metamaterial surface for broadband infrared absorption,” *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 11, pp. 2133–2135, 2012.
- [69] X. Luo, “Subwavelength optical engineering with metasurface waves,” *Adv. Opt. Mater.*, vol. 6, no. 7, p. 1701201, 2018.

- [70] N. Fang, H. Lee, C. Sun, and X. Zhang, “Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens,” *Science*, vol. 308, no. 5721, pp. 534–537, 2005.
- [71] X. Luo and T. Ishihara, “Surface plasmon resonant interference nanolithography technique,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, no. 23, pp. 4780–4782, 2004.
- [72] L. Liu, K. Liu, Z. Zhao, C. Wang, P. Gao, and X. Luo, “Sub-diffraction demagnification imaging lithography by hyperlens with plasmonic reflector layer,” *RSC Adv.*, vol. 6, pp. 95 973–95 978, 2016.
- [73] A. Arbabi, E. Arbabi, S. M. Kamali, Y. Horie, S. Han, and A. Faraon, “Miniature optical planar camera based on a wide-angle metasurface doublet corrected for monochromatic aberrations,” *Nat. Commun.*, vol. 7, p. 13682, 2016.
- [74] B. Groever, W. T. Chen, and F. Capasso, “Meta-lens doublet in the visible region,” *Nano Lett.*, vol. 17, no. 8, pp. 4902–4907, 2017.
- [75] B. H. Chen, P. C. Wu, V.-C. Su, Y.-C. Lai, C. H. Chu, I. C. Lee, J.-W. Chen, Y. H. Chen, Y.-C. Lan, C.-H. Kuan, and D. P. Tsai, “Gan metalens for pixel-level full-color routing at visible light,” *Nano Lett.*, vol. 17, no. 10, pp. 6345–6352, 2017.
- [76] A. Grbic, L. Jiang, and R. Merlin, “Near-field plates: Subdiffraction focusing with patterned surfaces,” *Science*, vol. 320, no. 5875, pp. 511–513, 2008.
- [77] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, “Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays,” *Nature*, vol. 391, pp. 667–669, 1998.
- [78] F. J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, T. W. Ebbesen, and L. Kuipers, “Light passing through subwavelength apertures,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 82, pp. 729–787, 2010.
- [79] H. F. Ghaemi, T. Thio, D. E. Grupp, T. W. Ebbesen, and H. J. Lezec, “Surface plasmons enhance optical transmission through subwavelength holes,” *Phys. Rev. B*, vol. 58, pp. 6779–6782, 1998.
- [80] I. Avrutsky, Y. Zhao, and V. Kochergin, “Surface-plasmon-assisted resonant tunneling of light through a periodically corrugated thin metal film,” *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 9, pp. 595–597, 2000.
- [81] A. Degiron, H. J. Lezec, W. L. Barnes, and T. W. Ebbesen, “Effects of hole depth on enhanced light transmission through subwavelength hole arrays,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 23, pp. 4327–4329, 2002.
- [82] P. Lalanne and J. P. Hugonin, “Interaction between optical nano-objects at metallo-dielectric interfaces,” *Nat. Phys.*, vol. 2, pp. 551–556, 2006.
- [83] H. Liu and P. Lalanne, “Microscopic theory of the extraordinary optical transmission,” *Nature*, vol. 452, pp. 728–731, 2008.
- [84] F. J. Garcia de Abajo, “Colloquium: Light scattering by particle and hole arrays,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 79, pp. 1267–1290, 2007.

- [85] B. Ung and Y. Sheng, “Optical surface waves over metallo-dielectric nanostructures: Sommerfeld integrals revisited,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 12, pp. 9073–9086, 2008.
- [86] M. W. Maqsood, R. Mehfuz, and K. J. Chau, “High-throughput diffraction-assisted surface-plasmon-polariton coupling by a super-wavelength slit,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 21, pp. 21 669–21 677, 2010.
- [87] W. Srituravanich, N. Fang, C. Sun, Q. Luo, and X. Zhang, “Plasmonic nanolithography,” *Nano Lett.*, vol. 4, no. 6, pp. 1085–1088, 2004.
- [88] L. Neumann, Y. Pang, A. Houyou, M. L. Juan, R. Gordon, and N. F. van Hulst, “Extraordinary optical transmission brightens near-field fiber probe,” *Nano Lett.*, vol. 11, no. 2, pp. 355–360, 2011.
- [89] R. Hu, Y. Liang, S. Qian, and W. Peng, “Dual-band bandpass filter based on compound metallic grating waveguide structure,” *Opt. Commun.*, vol. 336, pp. 110–115, 2015.
- [90] H. E. Went, A. P. Hibbins, J. R. Sambles, C. R. Lawrence, and A. P. Crick, “Selective transmission through very deep zero-order metallic gratings at microwave frequencies,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 18, pp. 2789–2791, 2000.
- [91] M. Beruete, M. Sorolla, I. Campillo, and J. S. Dolado, “Subwavelength slotted corrugated plate with enhanced quasioptical millimeter wave transmission,” *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 15, no. 4, pp. 286–288, 2005.
- [92] M. Navarro-Cia, D. C. Skigin, M. Beruete, and M. Sorolla, “Experimental demonstration of phase resonances in metallic compound gratings with subwavelength slits in the millimeter wave regime,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 9, p. 091107, 2009.
- [93] M. Beruete, M. Sorolla, I. Campillo, J. S. Dolado, L. Martín-Moreno, J. Bravo-Abad, and F. J. García-Vidal, “Enhanced millimeter-wave transmission through subwavelength hole arrays,” *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 21, pp. 2500–2502, 2004.
- [94] N. Papasimakis, V. A. Fedotov, A. S. Schwanecke, N. I. Zheludev, and F. J. Garcia de Abajo, “Enhanced microwave transmission through quasicrystal hole arrays,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 8, p. 081503, 2007.
- [95] D. R. Smith, P. Kolinko, and D. Schurig, “Negative refraction in indefinite media,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 21, no. 5, pp. 1032–1043, 2004.
- [96] A. K. Iyer, K. G. Balmain, and G. V. Eleftheriades, “Dispersion analysis of resonance cone behaviour in magnetically anisotropic transmission-line metamaterials,” in *2004 IEEE AP-S Int. Symp.*, vol. 3, June 2004, pp. 3147–3150.
- [97] A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, and Y. Kivshar, “Hyperbolic metamaterials,” *Nat. Photonics*, vol. 7, pp. 948–957, 2013.

- [98] L. Ferrari, C. Wu, D. Lepage, X. Zhang, and Z. Liu, “Hyperbolic metamaterials and their applications,” *Prog. Quantum Electron.*, vol. 40, pp. 1 – 40, 2015.
- [99] S. Matsuzawa, K. Sato, Y. Inoue, and T. Nomura, “W-band steerable composite right/left-handed leaky wave antenna for automotive applications,” *IEICE Trans. Electron.*, vol. E89-C, no. 9, pp. 1337–1344, 2006.
- [100] J. C. Vardaxoglou, *Frequency-Selective Surfaces: Analysis and Design*. Taunton, UK: Research Studies Press, 1997.
- [101] B. A. Munk, *Frequency Selective Surfaces: Theory and Design*. New York: Wiley, 2000.
- [102] K. Sakoda, “Polarization-dependent continuous change in the propagation direction of Dirac-cone modes in photonic-crystal slabs,” *Phys. Rev. A*, vol. 90, p. 013835, 2014.
- [103] S. Gregson, J. McCormick, and C. Parini, *Principles of Planar Near-Field Antenna Measurements*. London: IET, 2007.
- [104] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*. New York: Wiley, 1997.
- [105] S. A. Schelkunoff and H. T. Friis, *Antennas: Theory and Practice*. New York: Wiley, 1952.
- [106] U. Fano, “Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts,” *Phys. Rev.*, vol. 124, pp. 1866–1878, 1961.
- [107] —, “Correlations of two excited electrons,” *Rep. Prog. Phys.*, vol. 46, no. 2, pp. 97–165, 1983.
- [108] G. I. Kiani, A. R. Weily, and K. P. Esselle, “A novel absorb/transmit FSS for secure indoor wireless networks with reduced multipath fading,” *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 16, no. 6, pp. 378–380, 2006.
- [109] H.-T. Liu, H.-F. Cheng, Z.-Y. Chu, and D.-Y. Zhang, “Absorbing properties of frequency selective surface absorbers with cross-shaped resistive patches,” *Mater. Des.*, vol. 28, no. 7, pp. 2166 – 2171, 2007.
- [110] F. Costa, A. Monorchio, and G. Manara, “Analysis and design of ultra thin electromagnetic absorbers comprising resistively loaded high impedance surfaces,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 58, no. 5, pp. 1551–1558, 2010.
- [111] M. Li, S. Xiao, Y. Bai, and B. Wang, “An ultrathin and broadband radar absorber using resistive FSS,” *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 11, pp. 748–751, 2012.
- [112] N. I. Landy, S. Sajuyigbe, J. J. Mock, D. R. Smith, and W. J. Padilla, “Perfect metamaterial absorber,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, p. 207402, 2008.
- [113] C. M. Watts, X. Liu, and W. J. Padilla, “Metamaterial electromagnetic wave absorbers,” *Adv. Mater.*, vol. 24, no. 23, pp. OP98–OP120, 2012.

- [114] R. E. Collin, *Foundations for Microwave Engineering*. New York, NY, USA: McGraw-Hill, 1992.
- [115] S. Morita and A. Sanada, "Design of a perfect absorber for normal incident waves using Dirac cone metasurface with anchor shaped unit cells," in *2018 Asia-Pacific Microw. Conf. (APMC2018)*, Nov 2018, pp. 1067–1069.
- [116] C. Qu, S. Ma, J. Hao, M. Qiu, X. Li, S. Xiao, Z. Miao, N. Dai, Q. He, S. Sun, and L. Zhou, "Tailor the functionalities of metasurfaces based on a complete phase diagram," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, p. 235503, 2015.
- [117] T. Shimizul and Y. Kogami, "Accurate interface conductivity measurement technique for a copper-clad dielectric substrate using a substrate sandwiched dielectric rod resonator," in *2016 87th ARFTG Microw. Meas. Conf.*, May 2016, pp. 1–4.
- [118] M. Kim and S. Kim, "Design and fabrication of 77-GHz radar absorbing materials using frequency-selective surfaces for autonomous vehicles application," *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 29, no. 12, pp. 779–782, 2019.
- [119] P. K. Singh, K. A. Korolev, M. N. Afsar, and S. Sonkusale, "Single and dual band 77/95/110 GHz metamaterial absorbers on flexible polyimide substrate," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 26, p. 264101, 2011.
- [120] W. Tian, R. Ma, J. Gu, Z. Wang, N. Ma, and P. Du, "Millimeter-wave absorption properties of BaTiO₃/Co₃O₄ composite powders controlled by high-frequency resonances of permittivity and permeability," *J. Mater. Chem. C*, vol. 6, pp. 12 965–12 975, 2018.
- [121] Y. Iijima, Y. Houjou, and R. Sato, "Millimeter wave absorber using M-type hexagonal ferrite," in *2000 IEEE Int. Symp. Electromagn. Compat.*, vol. 2, Aug 2000, pp. 547–549.
- [122] H. Nakajima, M. Nishio, S. Enome, K. Shibasaki, T. Takano, Y. Hanaoka, C. Torii, H. Sekiguchi, T. Bushimata, S. Kawashima, N. Shinohara, Y. Irimajiri, H. Koshiishi, T. Kosugi, Y. Shiomi, M. Sawa, and K. Kai, "The nobeyama radioheliograph," *Proc. IEEE*, vol. 82, no. 5, pp. 705–713, 1994.
- [123] I. J. Immoreev and J. D. Taylor, "Future of radars," in *2002 IEEE Conf. Ultra Wideband Syst. Technol. (UWBST2002)*, May 2002, pp. 197–199.
- [124] J. E. Stailey and K. D. Hondl, "Multifunction phased array radar for aircraft and weather surveillance," *Proc. IEEE*, vol. 104, no. 3, pp. 649–659, 2016.
- [125] H. Onoue, N. Kamiya, R. Suga, and O. Hashimoto, "Broadband metal-plate lens with short focal length," in *2013 Eur. Microw. Conf. (EuMC2013)*, Oct 2013, pp. 1675–1678.
- [126] M. G. S. Hossain, J. Hirokawa, and M. Ando, "Grating lobes suppression in transverse slot linear array with a dual parasitic beam of strip dipoles," *IEICE Trans. Commun.*, vol. E88-B, no. 6, pp. 2320–2326, 2005.

- [127] L. Josefsson, "A waveguide transverse slot for array applications," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 41, no. 7, pp. 845–850, 1993.
- [128] Y. She, M. Hirose, Y. Kato, T. Ishizone, S. Kurokawa, S. Iwasawa, and S. Arata, "A simply structured transverse slot linear array antenna in a quasi-TEM mode waveguide," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E100-C, no. 10, pp. 924–927, 2017.
- [129] A. Epstein and G. V. Eleftheriades, "Arbitrary power-conserving field transformations with passive lossless omega-type bianisotropic metasurfaces," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 64, no. 9, pp. 3880–3895, 2016.
- [130] Y. Shigeta, A. Sanada, A. Fukuda, K. Kawai, and H. Okazaki, "Reflectionless metalens collimating multi-OAM waves for antenna gain enhancement in wireless communication," in *2018 Asia-Pacific Microw. Conf. (APMC2018)*, Nov 2018, pp. 1205–1207.
- [131] R. Merlin, "Radiationless electromagnetic interference: Evanescent-field lenses and perfect focusing," *Science*, vol. 317, no. 5840, pp. 927–929, 2007.
- [132] A. Grbic and R. Merlin, "Near-field focusing plates and their design," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 56, no. 10, pp. 3159–3165, 2008.
- [133] G. V. Eleftheriades and A. M. H. Wong, "Holography-inspired screens for sub-wavelength focusing in the near field," *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 18, no. 4, pp. 236–238, 2008.
- [134] L. Markley, A. M. H. Wong, Y. Wang, and G. V. Eleftheriades, "Spatially shifted beam approach to subwavelength focusing," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 113901, 2008.
- [135] M. F. Imani and A. Grbic, "Near-field focusing with a corrugated surface," *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 8, pp. 421–424, 2009.
- [136] —, "Subwavelength focusing with a corrugated metallic plate," in *2009 IEEE AP-S Int. Symp.*, June 2009, pp. 1–4.
- [137] —, "Tailoring near-field patterns with concentrically corrugated plates," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 11, p. 111107, 2009.
- [138] —, "An analytical investigation of near-field plates," *Metamaterials*, vol. 4, no. 2, pp. 104 – 111, 2010.
- [139] —, "A concentrically corrugated near-field plate," in *2010 IEEE MTT-S Int. Microw. Symp.*, May 2010, pp. 1648–1651.
- [140] —, "An experimental concentric near-field plate," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 58, no. 12, pp. 3982–3988, 2010.
- [141] L. Markley and G. V. Eleftheriades, "A near-field probe for subwavelength-focused imaging," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 58, no. 3, pp. 551–558, 2010.

- [142] A. Grbic, R. Merlin, E. M. Thomas, and M. F. Imani, “Near-field plates: Meta-material surfaces/arrays for subwavelength focusing and probing,” *Proc. IEEE*, vol. 99, no. 10, pp. 1806–1815, 2011.
- [143] A. M. H. Wong and G. V. Eleftheriades, “Sub-wavelength focusing at the multi-wavelength range using superoscillations: An experimental demonstration,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 59, no. 12, pp. 4766–4776, 2011.
- [144] L. Markley and G. V. Eleftheriades, “Meta-screens and near-field antenna-arrays: A new perspective on subwavelength focusing and imaging,” *Metamaterials*, vol. 5, no. 2, pp. 97 – 106, 2011.
- [145] M. F. Imani and A. Grbic, “Generating evanescent bessel beams using near-field plates,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 60, no. 7, pp. 3155–3164, 2012.
- [146] L. Lan, W. Jiang, and Y. Ma, “Three dimensional subwavelength focus by a near-field plate lens,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 23, p. 231119, 2013.
- [147] M. F. Imani and A. Grbic, “Planar near-field plates,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 61, no. 11, pp. 5425–5434, 2013.
- [148] —, “A unidirectional subwavelength focusing near-field plate,” *J. Appl. Phys.*, vol. 115, no. 4, p. 044904, 2014.
- [149] V. Popov, A. Díaz-Rubio, V. Asadchy, S. Tsvetkova, F. Boust, S. Tretyakov, and S. N. Burokur, “Omega-bianisotropic metasurface for converting a propagating wave into a surface wave,” *Phys. Rev. B*, vol. 100, p. 125103, 2019.
- [150] A. K. Iyer and G. V. Eleftheriades, “Mechanisms of subdiffraction free-space imaging using a transmission-line metamaterial superlens: An experimental verification,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 13, p. 131105, 2008.
- [151] M. Decker, I. Staude, M. Falkner, J. Dominguez, D. N. Neshev, I. Brener, T. Pertsch, and Y. S. Kivshar, “High-efficiency dielectric Huygens’ surfaces,” *Adv. Opt. Mater.*, vol. 3, no. 6, pp. 813–820, 2015.
- [152] M. I. Shalaev, J. Sun, A. Tsukernik, A. Pandey, K. Nikolskiy, and N. M. Lit-chinitser, “High-efficiency all-dielectric metasurfaces for ultracompact beam manipulation in transmission mode,” *Nano Lett.*, vol. 15, no. 9, pp. 6261–6266, 2015.
- [153] A. Arbabi, Y. Horie, M. Bagheri, and A. Faraon, “Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission,” *Nat. Nanotechnol.*, vol. 10, no. 11, pp. 937–943, 2015.
- [154] K. E. Chong, L. Wang, I. Staude, A. R. James, J. Dominguez, S. Liu, G. S. Subramania, M. Decker, D. N. Neshev, I. Brener, and Y. S. Kivshar, “Efficient polarization-insensitive complex wavefront control using Huygens’ metasurfaces based on dielectric resonant meta-atoms,” *ACS Photonics*, vol. 3, no. 4, pp. 514–519, 2016.

- [155] Z. Ma, S. M. Hanham, P. Albella, B. Ng, H. T. Lu, Y. Gong, S. A. Maier, and M. Hong, “Terahertz all-dielectric magnetic mirror metasurfaces,” *ACS Photonics*, vol. 3, no. 6, pp. 1010–1018, 2016.
- [156] X. Liu, K. Fan, I. V. Shadrivov, and W. J. Padilla, “Experimental realization of a terahertz all-dielectric metasurface absorber,” *Opt. Express*, vol. 25, no. 1, pp. 191–201, 2017.
- [157] S. M. Kamali, E. Arbabi, A. Arbabi, and A. Faraon, “A review of dielectric optical metasurfaces for wavefront control,” *Nanophotonics*, vol. 7, no. 6, pp. 1041–1068, 2018.
- [158] A. Olk and D. Powell, “Accurate metasurface synthesis incorporating near-field coupling effects,” *Phys. Rev. Applied*, vol. 11, p. 064007, 2019.
- [159] O. Avayu, E. Almeida, Y. Prior, and T. Ellenbogen, “Composite functional metasurfaces for multispectral achromatic optics,” *Nat. Commun.*, vol. 8, p. 14992, 2017.
- [160] M. Pu, P. Chen, Y. Wang, Z. Zhao, C. Huang, C. Wang, X. Ma, and X. Luo, “Anisotropic meta-mirror for achromatic electromagnetic polarization manipulation,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 13, p. 131906, 2013.
- [161] N. K. Grady, J. E. Heyes, D. R. Chowdhury, Y. Zeng, M. T. Reiten, A. K. Azad, A. J. Taylor, D. A. R. Dalvit, and H.-T. Chen, “Terahertz metamaterials for linear polarization conversion and anomalous refraction,” *Science*, vol. 340, no. 6138, pp. 1304–1307, 2013.
- [162] Y. Li, X. Li, M. Pu, Z. Zhao, X. Ma, Y. Wang, and X. Luo, “Achromatic flat optical components via compensation between structure and material dispersions,” *Sci. Rep.*, vol. 6, p. 19885, 2016.
- [163] M. Khorasaninejad, Z. Shi, A. Y. Zhu, W. T. Chen, V. Sanjeev, A. Zaidi, and F. Capasso, “Achromatic metalens over 60 nm bandwidth in the visible and metalens with reverse chromatic dispersion,” *Nano Lett.*, vol. 17, no. 3, pp. 1819–1824, 2017.
- [164] J. Zhao, Q. Cheng, J. Chen, M. Q. Qi, W. X. Jiang, and T. J. Cui, “A tunable metamaterial absorber using varactor diodes,” *New J. Phys.*, vol. 15, no. 4, p. 043049, 2013.
- [165] Y. J. Liu, G. Y. Si, E. S. P. Leong, N. Xiang, A. J. Danner, and J. H. Teng, “Light-driven plasmonic color filters by overlaying photoresponsive liquid crystals on gold annular aperture arrays,” *Adv. Mater.*, vol. 24, no. 23, pp. OP131–OP135, 2012.
- [166] H.-T. Chen, W. J. Padilla, J. M. Zide, A. C. Gossard, A. J. Taylor, and R. D. Averitt, “Active terahertz metamaterial devices,” *Nature*, vol. 444, no. 7119, pp. 597–600, 2006.

-
- [167] A. Nemati, Q. Wang, M. Hong, and J. Teng, "Tunable and reconfigurable metasurfaces and metadevices," *Opto-Electron. Adv.*, vol. 1, no. 5, p. 180009, 2018.

業績一覽

学術論文（主著）

- [1] **Yuto Kato**, Subaru Morita, Hidehisa Shiomi, and Atsushi Sanada, “Ultra-Thin Perfect Absorbers for Normal Incident Waves Using Dirac Cone Metasurfaces with Critical External Coupling,” *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, submitted.（第3章に関連）
- [2] **Yuto Kato** and Atsushi Sanada, “Impedance-Matching Technique of Metasurfaces Generating Evanescent Fields for Subwavelength Focusing,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, accepted.（第5章に関連）
- [3] **Yuto Kato** and Atsushi Sanada, “Extraordinary Transmission by Double-Sided Hyperbolic Metasurfaces With Γ -Point Degeneration at Millimeter-Wave Bands,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 67, no. 8, pp. 3297–3305, Aug 2019.（第2章に関連）

国際学会講演（主著）

- [1] **Yuto Kato**, Yuanfeng She, Satoru Kurokawa, and Atsushi Sanada, “Side Lobe Suppression of Marine-Radar Linear Array Antenna by a Reflectionless Metasurface,” in *2019 International Symposium on Antenna and Propagation (ISAP)*, Xi’an, China, October 27–30, 2019 (Oral).（第4章に関連）
- [2] **Yuto Kato** and Atsushi Sanada, “Experiments on the External Coupling Control of a Dirac Cone Metasurface for Extraordinary Transmission,” in *2019 13th International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena (Metamaterials)*, Rome, Italy, September 16–21, 2019 (Oral).
- [3] **Yuto Kato**, Masahiro Horibe, and Atsushi Sanada, “A 2-D Via-Free Indefinite Anisotropic Medium with LH and RH modes Degenerated at the Γ -Point,” in *2018 IEEE Asia-Pacific Microwave Conference (APMC)*, Kyoto, Japan, November 6–9, 2018 (Oral).
- [4] **Yuto Kato**, Masahiro Horibe, Hidehisa Shiomi, Hiroshi Murata, and Atsushi Sanada, “Characteristics of a Double-Sided Dirac Cone Metamaterial,” in *2017 IEEE Asia-Pacific Microwave Conference (APMC)*, Kuala Lumpur, Malaysia, November 13–16, 2017 (Oral).

国際学会講演（共著）

- [1] Atsushi Sanada and **Yuto Kato**, “Hyperbolic Metasurface for Extraordinary Transmission,” in *2019 IEEE Asia-Pacific Microwave Conference (APMC)*, Singapore, Singapore, December 10–13, 2019 (Oral, Invited).
- [2] Atsushi Sanada, Katsuhiko Ishii, **Yuto Kato**, and Yuki Okumura, “Evanescent Wave Generation and Subwavelength Focusing by a Multilayer Metasurface,” in *The Third A3 Metamaterials Forum*, Pohang, Korea, August 12–15, 2018 (Oral, Invited).

国内学会講演（主著）

- [1] 加藤悠人, 真田篤志, “T 点で縮退したハイパボリックメタ表面によるミリ波帯異常透過現象の実証,” マイクロウェーブワークショップ (MWE), 神奈川県, 2019 年 11 月 27 日–29 日 (口頭, 招待講演).
- [2] 加藤悠人, She Yuanfeng, 黒川悟, 真田篤志, “無反射メタ表面によるリニアアレイアンテナのサイドローブ抑制,” 電子情報通信学会ソサイエティ大会, 大阪府, 2019 年 9 月 10 日–13 日 (口頭).
- [3] 加藤悠人, 堀部雅弘, 真田篤志, “T 点で縮退した不定媒質の特性について,” 電子情報通信学会総合大会, 東京都, 2018 年 3 月 20 日–23 日 (口頭).
- [4] 加藤悠人, 堀部雅弘, 塩見英久, 村田博司, 真田篤志, “28 GHz 帯透過型ディラックコーンメタ表面の設計,” 電子情報通信学会ソサイエティ大会, 東京都, 2017 年 9 月 12 日–15 日 (口頭).

謝辞

本研究を遂行するにあたり、興味深い課題設定を与えていただき、懇切にご指導いただきました、大阪大学大学院基礎工学研究科の真田篤志教授に心からの感謝の意を表します。

本論文の審査と作成にあたり有益で貴重なご意見をいただきました、大阪大学大学院基礎工学研究科の永妻忠夫教授、向山敬教授、中田陽介准教授に深く感謝しております。

本研究を実施するにあたり多くのご指導と貴重なご意見をいただきました、大阪大学大学院基礎工学研究科の塩見英久助教、現在は三重大学の村田博司教授に感謝しております。また、石井勝大氏、榊原成信氏、林勇太氏、松川悠輝氏、中林祥基氏、高野佑磨氏、中川健人氏、盛田昂氏、上林大悟氏、繁田雄大氏、西澤崇哉氏、飯田倅平氏、奥村悠希氏、河野竹伸氏、北川敬太氏、岩田瑞穂氏、大森康平氏、勝田充輝氏、鴻池健人氏、前川勇氣氏、松永拓磨氏には、研究生活を共にし、様々な議論やご支援をいただいたことを感謝しております。

産業技術総合研究所物理計測標準研究部門電磁気計測研究グループの皆さまには、業務と学生生活との両立について多大なご支援をいただきました。同研究グループ長の堀部雅弘氏には、真田教授をご紹介いただき、本研究のきっかけを与えていただいたことを感謝いたします。また、産業技術総合研究所物理計測標準研究部門電磁界標準研究グループの黒川悟氏、廣瀬雅信氏、飴谷克隆氏、She Yuanfeng 氏にはアンテナの計測や設計等についてご協力とご助言をいただいたことを感謝しております。

最後に、本論文をまとめるにあたり、身重な中で終始様々な協力をしてくれた妻愛や、支えてくれた家族に心からの感謝の意を表します。