

# テラヘルツ時間領域分光法を用いた メタマテリアル薄膜の実効的誘電率, 実効的透磁率の決定

藁輪陽介<sup>A</sup>, 藤井高志<sup>B</sup>, 永井正也<sup>A</sup>, 平尾一之<sup>C</sup>, 田中耕一郎<sup>A</sup>  
京大院理<sup>A</sup>, 村田製作所<sup>B</sup>, 京大院工<sup>C</sup>

## Evaluation of Effective Electric Permittivity and Magnetic Permeability in Meta-Material with Terahertz Time Domain Spectroscopy

Yosuke Minowa<sup>A</sup>, Takashi Fujii<sup>B</sup>, Masaya Nagai<sup>A</sup>, Kazuyuki Hirao<sup>C</sup>, and Koichiro Tanaka<sup>A</sup>

*Department of Physics, Graduate School of Science, Kyoto University<sup>A</sup>,  
Murata manufacturing Co., Ltd.<sup>B</sup>,  
Department of Material Chemistry, Graduate School of Engineering, Kyoto University<sup>C</sup>*

### Abstract

We have established a novel method to extract effective optical constants of the meta-material parallel slab using terahertz time domain spectroscopy. Metal wire grid behaves as a metal film with a very low plasma frequency (sub terahertz), when the electric field is parallel to the wires. On the other hand, it behaves as a dielectric film, when the electric field is perpendicular to the wires. We also observe the novel magnetic response in the parallel configuration.

### 1. 序論

一般に、物質の電磁場に対する応答は局所的な電磁場応答を空間的に平均化し、誘電率や透磁率というマクロな量に置き換えることによって理解される。従って、対象とする電磁波の波長よりも小さな周期性を持つ微細な構造をつくることで、誘電率と透磁率の両方を制御することができる。この概念に基づく人工物質がメタマテリアルであり、負の屈折現象[1]や cloaking[2]などの応用を含めて盛んに研究されている。特に通常物質と異なり、電気的応答と磁氣的応答が同じ周波数領域に共存可能であることがメタマテリアルの一つの大きな特徴である。

従来のメタマテリアルの研究はおもにマイクロ波領域などの波長の長い領域を対象としたものが多くなされていた。この場合、試料のサイズが数 mm 程度と大きいため、精密に試料を作成できるという点で有利であるが、逆に試料を系統的に大量に作成することは困難である。さらに将来的な応用という面でも小型化が重要であり、より低波長の電磁波を対象としたメタマテリアルの研究を行う必要があると考えられる。

我々はテラヘルツ時間領域分光法 (THz-TDS) を用いてメタマテリアルの研究、解析を行った。THz-TDS は電場の実時間波形を得ることができる手法であり、フーリエ変

換によって、複素透過率や複素反射率を求めることができる。この手法と smith らの提唱する理論解析[3]によってメタマテリアルの実効的な複素光学定数を求めることができ、試料の詳細な解析が可能となる。

### 2. 実験方法

用いたサンプルは図 1 に示されるような、型抜き法によって作成されたリン青銅ワイヤグリッドである。この試料の幾何的透過率(光のスポットに対して穴の占める割合)は 74% である。このようなワイヤグリッドは偏光子として利用されており、その透過特性や反射特性などは非常に良く調べられている[4]。実験はワイヤに対して平行な電場偏光と垂直な電場偏光の 2 種類の配置について行った。これらの両方の配置に対し、透過型の THz-TDR と反射型の THz-TDR をともに行った。透過型の THz-TDR ではフェムト秒レーザー (IMRA,  $\lambda=780\text{nm}$ , 繰り返し 50MHz, パルス幅 90fs, パルスエネルギー 0.4nJ) からの光パルスをダイポールアンテナに照射することで THz 光を発生させ、二つの軸外し放物面鏡によりサンプルに集光した。さらにフェムト秒パルスを用いた光サンプリング法によってサンプル透過後の THz 光の実時間電場波形を検出した。反射型の THz-TDR については、再生増幅器 (中心波長  $\lambda=775\text{nm}$ , 繰り返し 1kHz, パルス幅

150fs,パルスエネルギー200 $\mu$ J) からのパルス光を用い、ZnTe による THz 光の発生、検出を行った。また、透過測定において参照光として試料無しの場合についての THz 光を測定した。反射測定は試料面に対して垂直に THz 光を入射させる配置で行い、参照光として試料の代わりに金ミラーを置いた場合の THz 時間波形を測定した。また、今回の実験においては試料とミラーの交換に際して位置のずれが生じる可能性がある。その大きさは、複数枚のミラーを用いた実験により、最大で光学距離 100 $\mu$ m 程度であると見積もることができた。

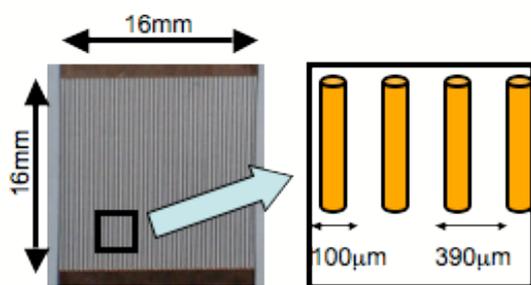


図1. 試料の概略。ワイヤの直径は 100 $\mu$ m  
ワイヤグリッドの周期は 390 $\mu$ m

### 3. 実験結果と解析

THz-TDS で得た電場時間波形をフーリエ変換することで、THz 電場の振幅スペクトルと位相スペクトルの両方を求めることができる。これらを元に参照光との比較から計算されたパワー透過率、パワー反射率、位相シフトを図2 (平行偏光)、図3 (垂直偏光) に示す。

平行偏光の場合には、0.68THz において透過率が幾何的透過率 74%を超える異常透過現象が見られる。この現象は、周期的に穴のあいた金属薄膜に対して、その周期と同程度の波長の光が幾何的透過率を超えて透過するというものであり、様々な周波数領域で報告されている[5]。この異常透過現象より高周波の 0.73THz 付近では反射率が急激に 0 になり、透過、反射の位相シフトに急な変化が見られる。これらの周波数領域はワイヤグリッドの周期に対応する周波数 (0.78THz) に近い。また 1.5THz 付近で透過率に見られるディップ構造は Wood's anomaly[6]に対応すると考えられる。低周波領域では透過率が 0 に、反射率が 1 に近づいており偏光子としての性質を反映している。さらに低周波側では反射の位相シフトがほぼ 0 であることから、試料がミラ

ーのように振る舞っていることがわかる。

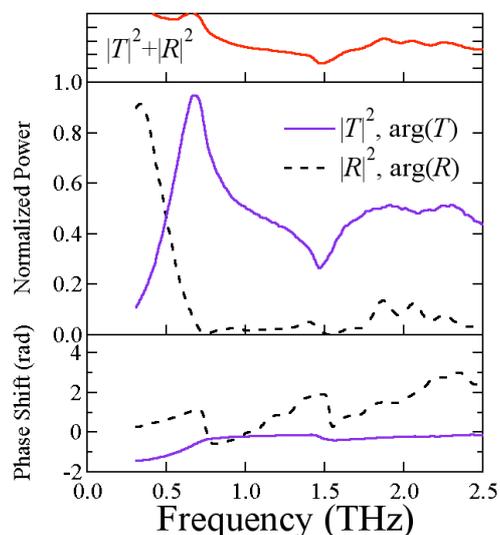


図2. 平行偏光についての複素透過率 (実線)、複素反射率 (破線) の振幅 (中) と位相 (下)。最上部に透過率と反射率の和を示した。

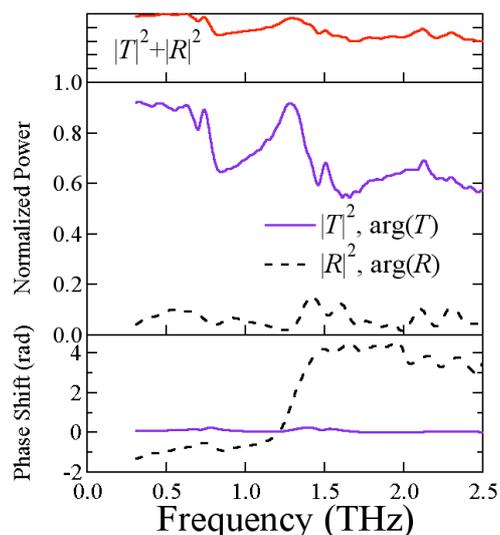


図3. 垂直偏光についての複素透過率 (実線)、複素反射率 (破線) の振幅 (中) と位相 (下)。最上部に透過率と反射率の和を示した

垂直偏光の場合には 0.78THz 以下の周波数領域では、透過率がほとんど 1 であり反射率は 0 に近い値である。これも偏光子としての性質に対応している。さらに透過の位相シフトがほぼ 0 になっていることもわかる。これは屈折率が 1 に近いような誘電体で見られる振る舞いである。また、複素透過率、複素反射率ともに 1.3THz 付近に構造が見られるがこの起源は明らかではない。

平行偏光 (図 2 上) と垂直偏光 (図 3 上) ともに、0.78THz を超えると、透過率と反射率の和が 1 から急激に減少していく様子が分かる。これは回折の効果が強くなっていることに対応すると考えられる。

複素透過率  $\tilde{T}$  と複素反射率  $\tilde{R}$  をもとに、以下の式[3]によって、試料を厚み 100 $\mu\text{m}$  の一様なメタマテリアル薄膜とみなしたときの実効的な光学定数を求めた。複素インピーダンス  $z$  および複素屈折率  $\tilde{n}$  は

$$z^2 = \frac{\tilde{T}^2 - (\tilde{R} + 1)^2}{\tilde{T}^2 - (\tilde{R} - 1)^2}$$

$$\tilde{n} = \frac{c}{i\omega} \log \left[ \frac{1 + z\tilde{R}}{1 - z\tilde{T}} + \frac{1}{\tilde{T}} \right]$$

である。さらに、これらの値から  $\epsilon = \tilde{n}/z$ ,  $\mu = \tilde{n}z$  によって求めた複素誘電率および複素透磁率を図 4 (平行偏光), 図 5 (垂直偏光) に示す。鎖線はワイヤグリッドの周期に対応する 0.78THz を表す。前述のように、この周波数付近よりも高周波では回折の影響が強まるために、これよりも低周波側でのみ、実効的な光学定数の概念が意味をもつ。

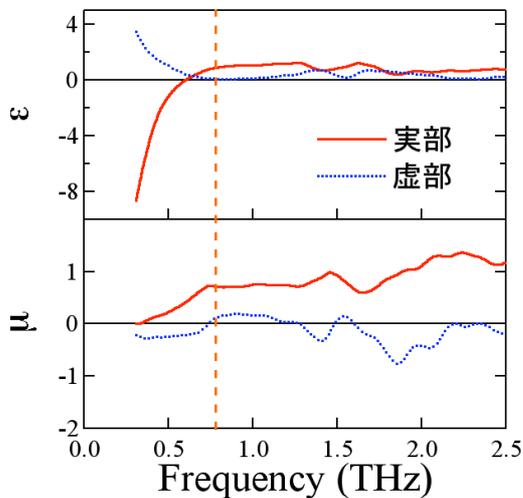


図 4. 平行偏光についての複素誘電率 (上), 複素透磁率 (下) の実部 (実線) と虚部 (点線)。

平行偏光の場合、誘電率は Drude model 的であることがわかり、実部が 0 となる周波数からプラズマ周波数が 0.6THz であると見積もることができる。プラズマ周波数よりも高周波側では誘電率は大きくなり、特に異常透過の起きる 0.68THz では  $z = \sqrt{\mu/\epsilon} = 1.03$  となる。実効的なインピーダンスが真空のインピーダンスと一致する周波数で異常透過が起きて

いることがわかる。さらにこの周波数は屈折率  $n = \sqrt{\mu\epsilon}$  の虚部が最小値をとる点に一致している。一方で透磁率の実部は低周波に行くに従って 1 から小さくなる。また透磁率の虚部は負となっており、磁気応答が示唆される。

垂直偏光では、誘電率、透磁率が 0.78THz 以下でほとんど定数である。ともに実部は 1 に近く、虚部は 0 に近いが誘電率の虚部は負の値をとっていることがわかる。

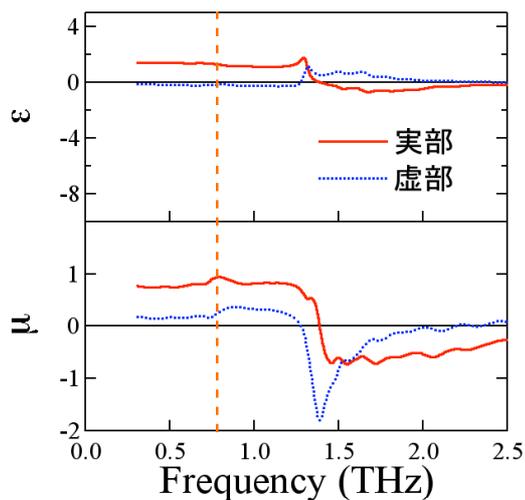


図 5. 垂直偏光についての複素誘電率 (上), 複素透磁率 (下) の実部 (実線) と虚部 (点線)。

## 4. 考察

### 4-1. 実効的な光学定数

立方対称に組まれた金属ワイヤ構造に対する Pendry らの理論[7]を 2次元に拡張することで、平行偏光の実効的な誘電率の振る舞いを説明することができる。ワイヤのインダクタンスの効果を取り入れることで、誘電率は

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}$$

$$\omega_p^2 = \frac{\pi c^2}{ar \left[ \ln \left( \frac{a}{r\sqrt{\pi}} \right) + \frac{\pi r^2}{2a^2} - \frac{1}{2} \right]}$$

$$\gamma = \frac{2a\omega_p^2}{\pi r c^2 \mu_0 \sigma(\omega)}$$

となる。ここで  $a$  はワイヤグリッドの周期、 $r$  はワイヤの半径を表す。本実験に用いたワイヤグリッドの場合にはプラズマ周波数が 0.604THz となり、実験的に見積ったプラズマ周波数 0.6THz に非常に近い値が得られた。

平行偏光の場合の磁気応答の由来は明らか

ではないが、磁場の方向がワイヤに垂直であることから、ワイヤの前面と背面との間で逆向きの電流が磁場によって誘起されて磁気応答を生んでいるのではないかと考えられる。

垂直偏光では、電場の向きがワイヤに垂直であるためにワイヤ間のキャパシタンスの効果が重要となる。ワイヤ間のキャパシタンス  $C$  の効果を取り入れると誘電率は

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{aC}{\epsilon_0}$$

となる。特に本実験のワイヤグリッドの場合キャパシタンスは非常に小さいので

$$\epsilon(\omega) \approx \epsilon_{\infty}$$

とすることができ、実験で得られた誘電率の振る舞いをよく記述できている。

#### 4-2. 因果律

透磁率や誘電率の虚部が負になっていることは、一見奇妙に思えるが電磁気学の法則や因果律に反する訳ではない。電気応答と磁気応答が同じ周波数領域で起こりうるメタマテリアルの場合に電磁気学から要求される条件は以下のように誘電率と透磁率を同時に含んだ形で提示される。

一般に平面波が媒質中にある場合、媒質に吸収されるエネルギーは単位時間あたり

$$Q = \frac{\omega}{2} (\text{Im}(\epsilon)|E|^2 + \text{Im}(\mu)|H|^2) > 0$$

である。Maxwell 方程式、 $\omega\mu H = k \times E$  をもとに変形していくと

$$\begin{aligned} Q &= \frac{\omega}{2} (\text{Im}(\epsilon)|E|^2 + \text{Im}(\mu)|H|^2) \\ &= \frac{\omega}{2} \left( \text{Im}(\epsilon)|E|^2 + \text{Im}(\mu) \left| \frac{\epsilon}{\mu} \right| |E|^2 \right) \\ &= \frac{\omega}{2|\mu|} |E|^2 (|\mu|\text{Im}\epsilon + |\epsilon|\text{Im}\mu) > 0 \dots\dots(*) \end{aligned}$$

となる。実際に垂直偏光の場合にこの量を計算すると正になることが確認できる。一方で、平行偏光の場合を図 6 に示す。実線が実験結果から直接求めた場合であり 0.5THz 以下の領域で負となる。このことは、電磁場のエネルギーが時間的に増大することに対応し、熱力学の法則に反している。これは反射測定において試料とミラーの交換に際して位置にずれがある場合に生じる位相誤差の影響である

と考えられる。実際に試料位置とミラー位置にずれがあったと仮定して  $\pm 150\mu\text{m}$  の範囲で検討した結果、ミラーと試料の位置が  $+60\mu\text{m}$  ずれていたと仮定した場合にのみに条件(\*)が満たされることがわかった。この場合にはプラズマ周波数は 0.53THz となり、透磁率の実部が負になる領域も見られた。しかしこれらを除いた誘電率や透磁率の定性的振る舞いや、透磁率の虚部が負である周波数領域は、図 4 と同じであった。今後は実験的に反射の位相誤差を減らす必要があると考えられる。

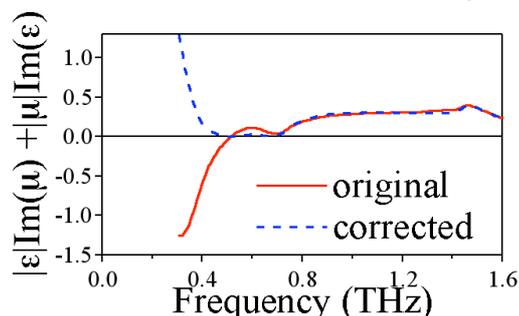


図 6. 平行偏光の場合。

実験結果から求めた場合（実線）と位相シフトに修正を加えたデータから求めた場合（破線）。

#### 5. まとめ

我々は透過型、反射型 THz-TDS を行うことで、金属ワイヤグリッド構造を一樣薄膜とみなしたときの実効的光学定数を決定した。ワイヤと電場が平行の場合には、誘電率に Drude model 的な振る舞いがみられ、透磁率にも分散があることがわかった。このプラズマ周波数は 0.6THz と元々の金属のプラズマ周波数の約  $10^{-3}$  小さい値であり、インダクタンスを考慮した理論値に一致した。ワイヤと電場が垂直の場合には誘電率も透磁率も 1 に近く、誘電体薄膜のように振る舞う。また、誘電率や透磁率の虚部が負になりうることもわかった。

今後は磁気応答の起源を明らかにするとともに、反射測定の位相誤差を抑える実験手法の確立が必要である。

#### 参考文献

- [1] D. R. Smith, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 4184 (2000).
- [2] J. B. Pendry, *et al.*, Science **312**, 1780 (2006).
- [3] D. R. Smith, *et al.*, Phys. Rev. E **71**, 036617 (2005)
- [4] K. Sakai and L. Genzel: Reviews of Infrared and Millimeter Waves 1 (Plenum Press, New York 1983) pp. 155-247.
- [5] T. W. Ebbesen, *et al.*, Nature **391**, 667 (1998).
- [6] R. W. Wood, Phys. Rev. **48**, 928 (1935).
- [7] J. P. Pendry, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4773 (1996).