

人工磁気導体を用いた誘電体スラブ付き低姿勢アンテナの理論検討

塚田 裕太[†] 今野 佳祐[†] 陳 強[†]

[†] 東北大学大学院工学研究科 通信工学専攻 〒980-8579 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-05

E-mail: [†] yuta.tsukada.p3@dc.tohoku.ac.jp, keisuke.konno.b5@tohoku.ac.jp, qiang.chen.a5@tohoku.ac.jp

あらまし 誘電体スラブを装荷した反射板付きアンテナは平面状の高利得アンテナとして知られている。このアンテナの欠点の 1 つは、反射板と誘電体スラブとの間隔が半波長必要であり厚みが大きくなってしまふという点である。本報告では、完全導体の反射板を人工磁気導体の反射板に置き換えた新しいアンテナを提案する。提案アンテナの電界強度の理論式を導出し、人工磁気導体の反射板と誘電体スラブとの間隔が従来の半分程度に薄型化できることを明らかにする。

キーワード 誘電体スラブ, 反射板つきアンテナ

Analytical Study of Low-profile Antenna Covered by Dielectric Slab Using Artificial Magnetic Conductor

Yuta TSUKADA[†] Keisuke KONNO[†] Qiang CHEN[†]

[†] Graduate School of Engineering, Tohoku University

Aoba 6-6-05, Aramaki, Aoba-ku, Sendai, Miyagi, 980-8579 Japan

E-mail: [†] yuta.tsukada.p3@dc.tohoku.ac.jp, keisuke.konno.b5@tohoku.ac.jp, qiang.chen.a5@tohoku.ac.jp

Abstract An antenna backed by a ground plane with a dielectric slab is known as a planar high-gain antenna. One of the disadvantages of this antenna is that the spacing between the ground plane and the dielectric slab must be one-half wavelength, and its thickness become large. In this report, a new antenna whose perfect electric conductor (PEC) ground plane is replaced by an artificial magnetic conductor (AMC) ground plane is proposed. Analytical expressions on radiation field strength of the proposed antenna are formulated and it is demonstrated that the spacing between the AMC ground plane and dielectric slab can be half of the conventional antenna.

Keywords Dielectric slab, Artificial magnetic conductor (AMC)

1. まえがき

近年、次世代無線通信システム (Beyond 5G) の研究が盛んに行われており、特に IoT(Internet of Things) への応用が期待されている [1],[2]. このような IoT システムに用いる デバイスは多数あるため、その充電に無線電力伝送 (Wireless Power Transfer, 以下 WPT) 技術が用いられることが期待されている [3]. WPT 技術は 20 世紀初頭の N. Tesla による無線電力伝送システムの構想に端を発するとされており、2007 年のマサチューセッツ工科大学 (Massachusetts Institute of Technology, MIT) による電磁界共鳴方式と呼ばれる WPT 技術の論文発表をきっかけとして、盛んに研究が行われるようになった [4],[5].

WPT、特に遠方界を用いた WPT における問題の 1 つは、伝送効率の低さである。このような問題を解決するには、高利得のアンテナが必須であるが、高利得アンテナは体積が大きく嵩張るという欠点がある。このような高利得アンテナを薄型化する方法として、誘電体ス

ラブを用いたアンテナが提案されている。これまで、誘電体スラブの比誘電率や厚み、そのアンテナ素子との間隔、反射板とアンテナ素子の間隔を特定の値にすることで、アンテナの放射電界強度が向上することが明らかにされている [6]-[8]. また、このような誘電体スラブの効果は散乱問題でも有効であることが明らかにされている [9]. 誘電体スラブによる薄型の高利得アンテナは、WPT においても有用な技術であると考えられるが、それでも反射板と誘電体スラブとの間隔が半波長程度は必要であり、さらなる薄型化が必要である。

そこで本報告では、誘電体スラブを装荷した反射板付きアンテナにおいて、反射板を人工磁気導体に置き換えることで薄型化が図れることを明らかにする。人工磁気導体の反射板を有する誘電体スラブ装荷付きアンテナの放射電界強度の理論式を導出し、反射板と誘電体スラブとの間隔を従来の半分程度の 1/4 波長程度までに薄型化できることを明らかにする。

2. 誘電体スラブを装荷した反射板付きダイポールの電界強度

誘電体スラブを装荷した反射板付きアンテナは図 1 に示す. 電流源は y 軸方向に無限長であり, 誘電体スラブと反射板は xy 方向に無限大の広がりを持つものとする. このような電流源からの放射界は y 軸方向に対して不変となる. したがって, 誘電体スラブを装荷した反射板付き電流源からの放射界は x および z に関する 2 次元の波動方程式を解くことで得られる.

反射板の上に置かれた電流源が $\mathbf{J}_y = J\delta(x)\delta(z)\hat{\mathbf{y}}$ であるとき, 電流源からの放射界は TE 波となる. TE 波の定義から, このときの電界は xz 面に垂直な成分である E_y のみが存在し, $E_x = E_z = 0$ である. また, このときの磁界 $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$ は, 入射面 ($=xz$ 面) 上の成分しか持たないので, 入射面に垂直な成分である $H_y = 0$ となる. このとき, 電界 E_y に対して以下の波動方程式が成り立つ.

$$\frac{\partial^2 E_y(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y(x, z)}{\partial z^2} + k^2 E_y(x, z) = j\omega\mu_0 J\delta(x)\delta(z) \quad (1)$$

ただし, k は各領域における波数であり,

$$k = \begin{cases} k_0 (= \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}) & (-a \leq z \leq b, c \leq z) \\ k_0\sqrt{\epsilon_r} & (b \leq z \leq c) \end{cases} \quad (2)$$

である. 電流源からの放射界が TE 波のときは $E_x = H_y = 0$ となるので, 境界における電磁界の接線成分は E_y および H_x のみとなる. そこで, ファラデーの電磁誘導の法則に $\mathbf{E} = (0, E_y, 0)$ を代入すると, 磁界 H_x は以下ようになる.

$$H_x(x, y) = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial E_y(x, z)}{\partial z} \quad (3)$$

媒質の境界等において E_y および H_x が満たすべき境界条件を適用すると, (1) 式の解が得られることになる.

(1) 式を解くために以下のフーリエ変換対を導入する.

$$\tilde{E}_y(\alpha, z) = \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x, z) e^{-j\alpha x} dx \quad (4)$$

$$E_y(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_p \tilde{E}_y(\alpha, z) e^{j\alpha x} d\alpha \quad (5)$$

ここで, p は $-\infty \sim \infty$ までの実積分路である. (1) 式の両辺を (4) 式にしたがってフーリエ変換すると, (1) 式のスペクトル領域表現が以下のように得られる.

$$-\alpha^2 \tilde{E}_y(\alpha, z) + \frac{\partial^2 \tilde{E}_y(\alpha, z)}{\partial z^2} + k^2 \tilde{E}_y(\alpha, z) = j\omega\mu_0 J\delta(z) \quad (6)$$

ここで,

$$\Gamma = \begin{cases} \sqrt{\alpha^2 - k_0^2} & (k_0 < \alpha) \\ j\sqrt{k_0^2 - \alpha^2} & (k_0 > \alpha) \end{cases} \quad (-a \leq z \leq b, c \leq z)$$

$$\gamma = \sqrt{k_0^2 \epsilon_r - \alpha^2} \quad (b \leq z \leq c)$$

とおくと, (6) 式は波源のある領域とない領域, および誘電体のある領域とない領域とに分けて, 以下のよう記述される.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \gamma^2\right) \tilde{E}_y(\alpha, z) = 0 \quad (b \leq z \leq c) \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \Gamma^2\right) \tilde{E}_y(\alpha, z) = \begin{cases} j\omega\mu_0 J\delta(z) & (-a \leq z \leq b) \\ 0 & (c \leq z) \end{cases} \quad (8)$$

(7) 式と (8) 式は, z に関する 1 次元の波動方程式の形をしているため各領域における解は以下のように表される.

$$\tilde{E}_y(\alpha, z) = \begin{cases} A_1 e^{-\Gamma z} + A_2 e^{\Gamma z} & (-a \leq z \leq 0) \quad (9) \\ A_3 e^{-\Gamma z} + A_4 e^{\Gamma z} & (0 \leq z \leq b) \quad (10) \\ A_5 e^{-\gamma z} + A_6 e^{\gamma z} & (b \leq z \leq c) \quad (11) \\ A_7 e^{-\Gamma z} & (c \leq z) \quad (12) \end{cases}$$

ここで, $A_1 \sim A_7$ は未知の係数であり, 境界条件から求められる. このようにしてスペクトル領域で得られた解を (5) 式にしたがってフーリエ逆変換すれば, 空間領域における (1) 式の解が得られる.

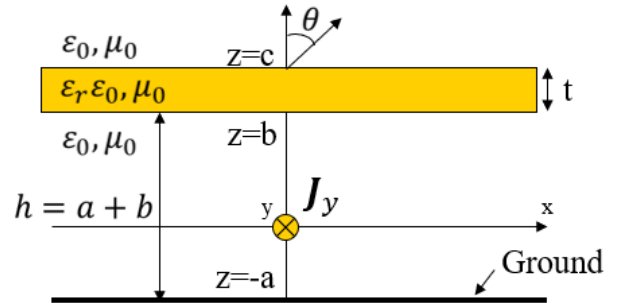


図 1 誘電体スラブを装荷した反射板つきアンテナ

2.1 反射板に PEC を用いた場合

(9)式~(12)式で表される \tilde{E}_y およびそれらを (3) 式に代入して得られる \tilde{H}_x が媒質の境界で得られる境界条件は以下の 7 つである.

1. $\tilde{E}_y(\alpha, z = -a) = 0$
2. $\tilde{E}_y(\alpha, z = 0)$ は連続
3. $\tilde{H}_x(\alpha, z = 0)$ は不連続
4. $\tilde{E}_y(\alpha, z = b)$ は連続
5. $\tilde{H}_x(\alpha, z = b)$ は連続
6. $\tilde{E}_y(\alpha, z = c)$ は連続
7. $\tilde{H}_x(\alpha, z = c)$ は連続

これら 7 つの境界条件を適用し, 7 つの未知係数 $A_1 \sim A_7$ を求めると \tilde{E}_y は以下のように得られる.

$$\tilde{E}_y(\alpha, z) = -\frac{j\omega\mu_0 J}{\Gamma} \frac{\sinh\Gamma a}{e^{\Gamma z} + R_t e^{-\Gamma h}}$$

$$\begin{cases} (e^{\Gamma b} + R_t e^{-\Gamma b}) \frac{\sinh\Gamma(z+a)}{\sinh\Gamma a} & (-a \leq z \leq 0) & (13) \\ e^{-\Gamma(z-b)} + R_t e^{\Gamma(z-b)} & (0 \leq z \leq b) & (14) \\ (1 + R_t) \frac{e^{-j\gamma(z-c)} + R_0 e^{j\gamma(z-c)}}{e^{j\gamma t} + R_0 e^{-j\gamma t}} & (b \leq z \leq c) & (15) \\ (1 + R_t) \frac{(1 + R_0) e^{-\Gamma(z-c)}}{e^{j\gamma t} + R_0 e^{-j\gamma t}} & (c \leq z) & (16) \end{cases}$$

$$\begin{cases} R_0 = \frac{j\gamma - \Gamma}{j\gamma + \Gamma} & (17) \\ R_t = \frac{\left(\frac{\Gamma}{\gamma} + \frac{\gamma}{\Gamma}\right) \sin\gamma t}{2\cos\gamma t + \left(\frac{\Gamma}{\gamma} - \frac{\gamma}{\Gamma}\right) \sin\gamma t} & (18) \end{cases}$$

式(13)式~(16)式を(5)式に従ってフーリエ逆変換すれば, 任意の x, z における電界が得られる. 遠方界は(16)式をフーリエ逆変換すると以下のように得られる.

$$E_y = -\frac{j\omega\mu_0 J e^{j(k_0 \rho - \frac{\pi}{4})} \sin(k_0 a \cos\theta)}{\sqrt{2\pi k_0 \rho} F_{TE}} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} & \because F_{TE} \\ & = \cos(k_0 t \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta}) e^{jk_0 h \cos\theta} \\ & + j \left\{ \frac{\cos\theta}{\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta}} \cos(k_0 h \cos\theta) + j \frac{\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta}}{\cos\theta} \sin(k_0 h \cos\theta) \right\} \\ & \sin(k_0 t \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta}) \end{aligned} \quad (20)$$

反射板に対する誘電体スラブの厚さ h , 誘電体スラブの厚さ t , および誘電体スラブの比誘電率 ϵ_r が, 遠方界における θ_0 方向の電界強度を最大にするような条件は, (19), (20)式より, それぞれ以下のように与えられる.

$$h = \frac{m\lambda_0}{2\cos\theta_0} \quad (21)$$

$$t = \frac{(2n-1)\lambda_0}{4\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_0}} \quad (22)$$

ここで, m, n は任意の自然数であり, λ_0 は自由空間での波長である.

2.2 反射板に PMC を用いた場合

(9)式~(12)式で表される \tilde{E}_y およびそれらを(3)式に代入して得られる \tilde{H}_x が媒質の境界で得られる境界条件は以下の 7 つである.

1. $\tilde{H}_x(\alpha, z = -a) = 0$
2. $\tilde{E}_y(\alpha, z = 0)$ は連続
3. $\tilde{H}_x(\alpha, z = 0)$ は不連続
4. $\tilde{E}_y(\alpha, z = b)$ は連続
5. $\tilde{H}_x(\alpha, z = b)$ は連続
6. $\tilde{E}_y(\alpha, z = c)$ は連続
7. $\tilde{H}_x(\alpha, z = c)$ は連続

これら 7 つの境界条件を適用し, 7 つの未知係数 $A_1 \sim A_7$ を求めると \tilde{E}_y は以下のように得られる.

$$\tilde{E}_y(\alpha, z) = -\frac{j\omega\mu_0 J}{\Gamma} \frac{\sinh\Gamma a}{e^{\Gamma z} + R_t e^{-\Gamma h}}$$

$$\begin{cases} (e^{\Gamma b} + R_t e^{-\Gamma b}) \frac{\cosh\Gamma(z+a)}{\cosh\Gamma a} & (-a \leq z \leq 0) & (23) \\ e^{-\Gamma(z-b)} + R_t e^{\Gamma(z-b)} & (0 \leq z \leq b) & (24) \\ (1 + R_t) \frac{e^{-j\gamma(z-c)} + R_0 e^{j\gamma(z-c)}}{e^{j\gamma t} + R_0 e^{-j\gamma t}} & (b \leq z \leq c) & (25) \\ (1 + R_t) \frac{(1 + R_0) e^{-\Gamma(z-c)}}{e^{j\gamma t} + R_0 e^{-j\gamma t}} & (c \leq z) & (26) \end{cases}$$

($\because R_t, R_0$ は式(17), (18)の通り)

式(23)式~(26)式を(5)式に従ってフーリエ逆変換すれば, 任意の x, z における電界が得られる. 遠方界は(26)式をフーリエ逆変換すると以下のように得られる.

$$E_y = -\frac{j\omega\mu_0 J e^{j(k_0 \rho - \frac{\pi}{4})} \cos(k_0 a \cos\theta)}{\sqrt{2\pi k_0 \rho} F_{TE}} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} & \because F_{TE} \\ & = \cos(k_0 t \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta}) e^{jk_0 h \cos\theta} \\ & + j \left\{ \frac{\cos\theta}{\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta}} \sin(k_0 h \cos\theta) + \frac{\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta}}{\cos\theta} \cos(k_0 h \cos\theta) \right\} \\ & \sin(k_0 t \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta}) \end{aligned} \quad (28)$$

反射板に対する誘電体スラブの厚さ h , 誘電体スラブの厚さ t , および誘電体スラブの比誘電率 ϵ_r が, 遠方界における θ_0 方向の電界強度を最大にするような条件は, (27), (28)式より, それぞれ以下のように与えられる.

$$h = \frac{m\lambda_0}{2\cos\theta_0} \quad (29)$$

$$t = \frac{(2n-1)\lambda_0}{4\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_0}} \quad (30)$$

ここで, m, n は任意の自然数であり, λ_0 は自由空間での波長である.

$m = 1, \theta_0 = 0$ の時, (21)式, (29)式を比較すると, 反射板に対する誘電体スラブの厚さ h は反射板に PEC を用いた場合 $h = \lambda_0/2$, PMC を用いた場合 $h = \lambda_0/4$ と半分の厚さになることがわかる.

また, 反射板に PMC を用いた場合の, 誘電体スラブ装荷反射板付き電流源の電界強度 $E(\theta)$ を, 誘電体スラブのない反射板付き電流源の正面方向の電界強度 $E_0(0)$ で規格化した場合, 以下の(31)式のが得られる.

$$\left| \frac{E(\theta)}{E_0(0)} \right| = \frac{1}{F_{TE}} \frac{\cos(k_0 a \cos\theta)}{\cos k_0 a} \quad (31)$$

図 1 における各パラメータと電流源から放射される周波数を表 1 のように定め, 反射板と誘電体スラブとの距離である h を変化させた場合における, 誘電体スラブ装荷反射板付き電流源の電界強度の放射特性は図 2 のようになる. 図 2 から, h が $1/4$ 波長の時に正面方向

での電界が最大になっていることがわかる。

表 1 各パラメータ

f_0	ϵ_r	t	a
5.8 GHz	4.6	4.3 mm	$\lambda/100$

(t は(30)式を満たした値である)

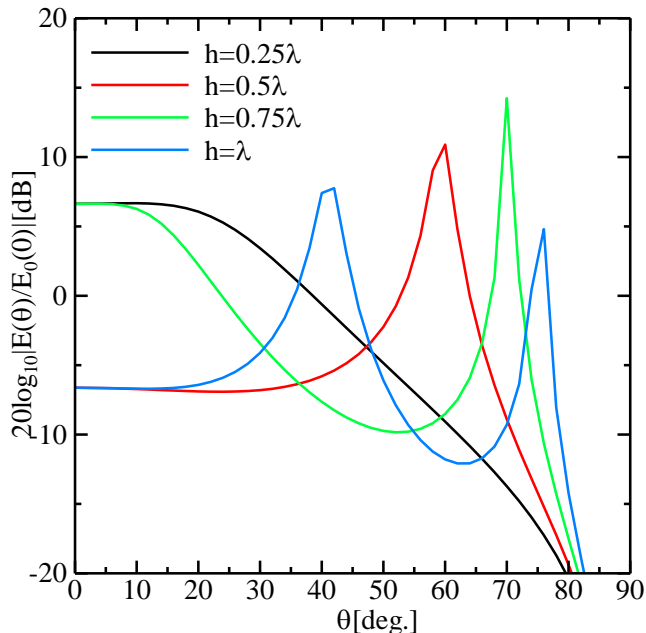


図 2 誘電体スラブ装荷反射板付き電流源の電界強度の放射特性

3. まとめ

以上、誘電体スラブを装荷した反射板付きアンテナにおいて、反射板を人工磁気導体に置き換えた場合の放射電界強度の理論式を導出し、反射板と誘電体スラブとの間隔を従来の半分程度に薄型化できることを明らかにした。

4. 謝辞

本研究開発は総務省の電波資源拡大のための研究開発(JPJ000254)によって実施した結果を含む。

文 献

- [1] 総務省, “Beyond 5G 時代における新たな ICT 技術戦略について,” 2021 年 9 月.
- [2] 総務省, 令和 3 年版情報通信白書.
- [3] 庄木 裕樹, “Society 5.0 に貢献するワイヤレス電力伝送システム-実用化に向けた課題と取り組み-” 電子情報通信学会 通信ソサイエティマガジン, vol. 15, no. 1, pp. 7-14, 2021 年 6 月.
- [4] N. Tesla, “The transmission of electrical energy without wires,” *Electrical World and Engineer*, March 5, 1904.
- [5] A. Kurs, A. Karakis, R. Moffatt, J. D. Joannopoulos, P. Fisher, and M. Soljagic, “Wireless power transfer via strongly coupled magnetic resonances,” *Science*, vol. 317, no. 5834, pp. 83-86, July 2007.
- [6] D. Jackson and N. Alexopoulos, “Gain enhancement methods for printed circuit antennas,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 33, no. 9, pp. 976-987, Sept.

1985

- [7] Y. Sugio, T. Makimoto, and T. Tsugawa, “Two-dimensional analysis for gain enhancement of dielectric loaded antenna with a ground plane,” *IEICE Trans. B-II*, vol. J73-B2, no. 8, pp. 405-412, Aug. 1990 (in Japanese).
- [8] Y. Sugio, T. Makimoto, S. Nishimura and T. Tsugawa, “Analysis for gain enhancement of multiple-reflection line antenna with dielectric plates,” *IEICE Tech. Rep.*, vol. AP80-112, pp. 7-12, Jan. 1981 (in Japanese)
- [9] K. Konno and Q. Chen, “A study on scattering performance of reflectarray element covered by dielectric superstrate,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 2022 (In press).