一般社団法人 電子情報通信学会
THE INSTITUTE OF ELECTRONICS,
INFORMATION AND COMMUNICATION ENGINEERS

信学技報
IEICE Technical Report

2 対 2 と 3 対 3 の SS 型ワイヤレス給電における送電電圧振幅位相を用いた漏洩磁界抑制の理論化

卜 渤申† 小林 諒翔† 居村 岳広††

†東京理科大学 居村研究室 〒278-8510 千葉県野田市山崎 2641
E-mail: 7325606@ed.tus.ac.jp, 7325554@ed.tus.ac.jp

あらまし 多対多 SS 補償型ワイヤレス給電において，追加キャンセルコイルを用いず，送電電圧の振幅と位相を設定する漏洩磁界抑制手法を検討した．相互結合を含む回路解析と磁界の重ね合わせを組み合わせ，FEKO 解析と比較した．観測点 P＝(0, 11.9, 1) m において，2Tx-2Rx 系では Tx1 を 600 V∠0°，Tx2 の位相を 210°とした振幅掃引で，530 V の点が最小を示す．3Tx-3Rx 系では Tx2 を 600 V∠0°，Tx1，Tx3 を各 540 V∠210°とした掃引点で最小となる．最小磁界は 2Tx-2Rx 系で 73.2dBμA/m，3Tx-3Rx 系で 69.46dBμA/m であり，理論値と FEKO 値を個別に確認する必要がある．これらは離散掃引の結果であり，連続的な最適条件を示すものではない．

キーワード ワイヤレス給電，SS 補償，多対多コイル，漏洩磁界，位相設定，振幅設定

Theoretical Analysis of Leakage Magnetic Field Suppression by Transmitter Voltage Amplitude and Phase Setti*n*gs in 2×2 and 3×3 SS-Compensated Wireless Power Transfer Systems

Boshen BU† Ryoto KOBAYASHI† and Takehiro IMURA††

†Tokyo University of Science, 〒278-8510, 2641 Yamazaki, Noda-shi, Chiba, Japan
E-mail: 7325606@ed.tus.ac.jp, 7325554@ed.tus.ac.jp

Abstract Leakage magnetic field reduction is investigated in multi-coil SS-compensated wireless power transfer by setting transmitter voltage amplitudes and phases. Circuit analysis including mutual coupling is combined with magnetic field superposition and compared with FEKO. At P = (0, 11.9, 1) m, the 2Tx-2Rx amplitude sweep shows its minimum at Tx2 = 530 V∠210° with Tx1 = 600 V∠0°. For 3Tx-3Rx, the minimum occurs at Tx1 = Tx3 = 540 V∠210° with Tx2 = 600 V∠0°. The minimum field levels are 73.2dBμA/m for 2Tx-2Rx and 69.46 dBμA/m for 3Tx-3Rx; theoretical and FEKO values require separate confirmation. These results concern discrete sweep points and do not establish continuous optima.

Keywords WPT, SS compensation, multiple coils, leakage magnetic field, phase setting, amplitude setting

1. まえがき

磁界共振結合によるワイヤレス給電（WPT）の基礎的な実証が報告されている[1]．電気自動車への走行中ワイヤレス給電（Dynamic Wireless Power Transfer：DWPT）は，走行経路に設けた送電コイルから車両側の受電コイルへ非接触で電力を供給する方式である．その実用化に向けては，電力伝送に利用する磁界の一部が周囲へ漏洩することへの対策が課題となる．

漏洩磁界の抑制手法として，コイルアレイを用いる方法[2]や，漏洩磁界を考慮したコイル設計[3]が検討されている．一方，多数の送電コイルを用いる給電システムでは，既存のコイルが発生する磁界の振幅と位相を調整できれば，追加コイルを設けずに磁界を抑制できる可能性がある．そこで本研究では，複数の送電コイルに印加する電圧を設定し，各送受電コイルの磁界を観測点で相殺する方法を検討する．

本手法では，送電電圧から各コイルの電流を求める回路解析と，電流から観測点の磁界を求める磁界解析を組み合わせる．まず 2Tx-2Rx 系を対象に理論モデルを構築し，FEKO による電磁界解析と比較する．次に 3Tx-3Rx 系へ拡張し，隣接する送電コイルの同時調整による磁界変化を評価する．

2. システム構成と研究方法

2.1. コイル構成と SS 補償

図 1 に 2Tx-2Rx 系のコイル配置，図 2 に等価回路を示す．二つの送電コイル Tx1，Tx2 を電圧源で駆動し，二つの受電コイル Rx1，Rx2 に負荷を接続する．送受電の各側にコンデンサを直列に挿入した SS 補償

This article is a technical report without peer review, and its polished and/or extended version may be published elsewhere.
Copyright ©2026 by IEICE

を用いる．送受電間だけでなく，同じ側のコイル間の相互結合も回路モデルに含める．

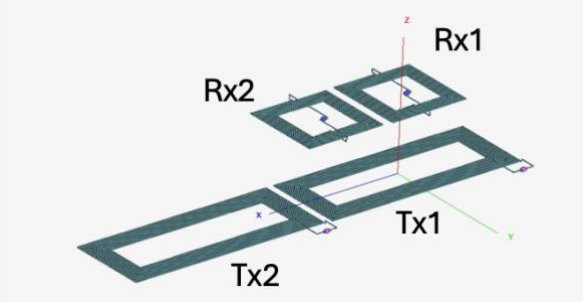


図 1　2Tx-2Rx 系の配置

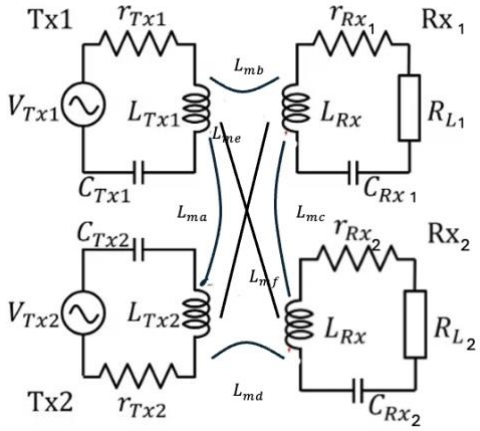


図 2　2Tx-2Rx 系の等価回路

表 1 にコイル諸元を示す．Tx は 500 mm×200 mm の 16 回巻，Rx は 200 mm×200 mm の 12 回巻とし，送受電間の距離を 200 mm とする．各受電コイルには 10 Ω の負荷を接続する．各コイルの自己インダクタンスと内部抵抗に加え，コイル間の相互インダクタンスを用いて電流を計算する．なお，表中の補償容量は 3Tx-3Rx 系の値である．

表 1　コイル諸元

項目	Tx	Rx
外形寸法 [mm]	500 × 200	200 × 200
設置間隔 [mm]	520	220
巻線ピッチ [mm]	3.3	3.5
巻数	16	12
伝送距離 [mm]	200	200
自己インダクタンス [μH]	132.6	35.31
内部抵抗 [Ω]	0.182	0.0708
補償容量 [nF]（3×3 系）	26.4	99.4
受電負荷 [Ω]	—	10

2.2. 電圧から磁界までの解析手順

解析では，印加電圧を入力として相互インダクタンスを含む回路方程式を解き，各コイルの電流振幅と位相を求める．得られた複素電流を各矩形多巻コイルの磁界式へ代入し，観測点において成分ごとに重ね合わせる．最後に，電圧の振幅または位相を掃引し，合成磁界の変化を FEKO の結果と比較する．電流の位相差を含めて合成するため，各コイルの磁界の大きさを単純に加算する方法とは異なる．

3. 2Tx-2Rx 系の理論モデル

3.1. 電圧・電流方程式

電圧・電流ベクトルを式(1)で定義する．成分の順序を Tx1，Tx2，Rx1，Rx2 とし，独立電源を持たない受電側の電圧成分を 0 とする．

$$V = \begin{pmatrix} V_{\mathrm{Tx1}} \\ V_{\mathrm{Tx2}} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},\ I = \begin{pmatrix} I_{\mathrm{Tx1}} \\ I_{\mathrm{Tx2}} \\ I_{\mathrm{Rx1}} \\ I_{\mathrm{Rx2}} \end{pmatrix} \quad (1)$$

Kirchhoff の電圧則を各コイルの回路に適用すると，電圧と電流の関係は式(2)となる．ここで，Z は式(3)のインピーダンス行列である．対角成分 Z_1〜Z_4 は各回路の自己項，相互項 K はコイル間の結合を表し，それぞれ式(4)〜(6)で与えられる．

$$V = ZI, \quad I = Z^{-1}V \quad (2)$$

$$Z = \begin{bmatrix} Z_1 & K_a & K_b & K_e \\ K_a & Z_2 & K_f & K_d \\ K_b & K_f & Z_3 & K_c \\ K_e & K_d & K_c & Z_4 \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$Z_{\mathrm{Tx}\,i} = r_{\mathrm{Tx}\,i} + j\omega L_{\mathrm{Tx}\,i} + \frac{1}{j\omega C_{\mathrm{Tx}\,i}} \quad (4)$$

$$Z_{\mathrm{Rx}\,i} = r_{\mathrm{Rx}\,i} + R_{L\,i} + j\omega L_{\mathrm{Rx}\,i} + \frac{1}{j\omega C_{\mathrm{Rx}\,i}} \quad (5)$$

$$K_q = j\omega L_{mq}, \quad q = a,b,c,d,e,f \quad (6)$$

j は虚数単位，ω は角周波数，r はコイル内部抵抗，L は自己インダクタンス，C は補償容量，R は負荷抵抗である．Z_1，Z_2 は送電側，Z_3，Z_4 は受電側の自己項に対応する．相互インダクタンスの大きさを表 2 に示す．結合項の符号は，各コイルの電流基準方向に従う．

表 2　2Tx-2Rx 系の相互インダクタンス

コイル対・記号	相互インダクタンス [μH]
Tx1–Rx1　L_{mb}	2.989
Tx1–Rx2　L_{me}	1.584
Tx1–Tx2　L_{ma}	-3.361
Tx2–Rx1　L_{mf}	0.09811
Tx2–Rx2　L_{md}	-0.7046
Rx1–Rx2　L_{mc}	-1.523

3.2. 矩形多巻コイルの磁界理論式

磁界解析では，図 3 の矩形ループを基本要素とする．ループの辺長を a，b，観測点までの距離を r とし，a，

$b \ll r$ の条件で磁界を近似する．観測点 $P=(0, 11.9, 1)$ m は，コイル寸法に対して十分離れた位置に設定する．

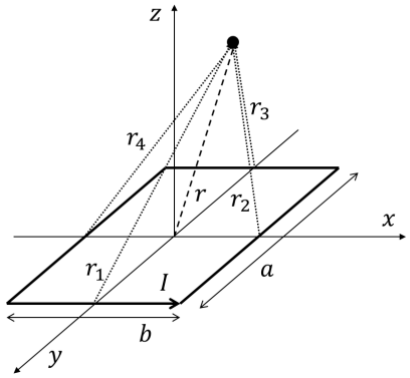


図 3　矩形ループと観測点

ループの各辺から観測点までの距離を r_1〜r_4 とすると，ベクトルポテンシャル A は式(7)で表される．磁束密度 B と磁界 H の関係は式(8)であり，μ_0 は真空の透磁率である．

$$A \approx \begin{bmatrix} \frac{\mu_0 aI}{4\pi}\left(\frac{1}{r_4}-\frac{1}{r_2}\right) \\ \frac{\mu_0 bI}{4\pi}\left(\frac{1}{r_3}-\frac{1}{r_1}\right) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (7)$$

$$B \equiv \mathrm{rot}A\ ,\ B=\mu_0 H \quad (8)$$

多巻コイルでは，各巻に同じ電流 I が流れるとして，寸法の異なる矩形ループの寄与を重ね合わせる．第 k 巻の辺長を a_k，b_k，巻数を n とすると，磁界の各成分は式(9)で表される[4]．

$$H=\begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} \frac{\sum_{k=1}^{n} a_k b_k}{4\pi}\frac{3xz}{r^5}I \\ \frac{\sum_{k=1}^{n} a_k b_k}{4\pi}\frac{3yz}{r^5}I \\ \frac{\sum_{k=1}^{n} a_k b_k}{4\pi}\frac{2z^2-x^2-y^2}{r^5}I \end{pmatrix} \quad (9)$$

式(9)における面積の和は，多巻コイルの形状を磁界計算に反映する項である．一方，電流 I には回路解析で求めた振幅と位相を用いる．したがって，コイル形状が一定であっても，印加電圧の変更によって各コイルの磁界を調整できる．

3.3. 各コイルの磁界の合成

各コイルの磁界は，その中心を基準とする局所座標を式(9)に適用して求める．Tx2 には x–s_1，Rx1 には z–g，Rx2 には x–s_2 および z–g を用い，観測点までの距離も各コイルに対応する値に置き換える．ここで，g は送受電間隔，s_1，s_2 はそれぞれ送電側と受電側のコイル間隔である．各電流を振幅と位相 θ_a を用いて表すと，式(10)となる．

$$I_a = I_a \cos\theta_a + jI_a \sin\theta_a \quad (10)$$

合成磁界は，各コイルの磁界を成分ごとに複素数として加算して求める．第 a コイルの電流振幅に対応する u 方向の磁界成分を H_{au} とし，合成磁界の実部と虚部をそれぞれ H_r，H_i とすると，式(11)が得られる．これらを用いて，磁界の大きさ H を式(12)から求める．

$$H_{r,u} = \sum H_{a\,u}\cos\theta_a,\ H_{i,u} = \sum H_{a\,u}\sin\theta_a \quad (11)$$

$$H^2 = \sum\left(H_{r,u}{}^2 + H_{i,u}{}^2\right) \quad (12)$$

式(11)の和は $a=1$〜N，式(12)の和は $u=x$，y，z であり，H は非負の平方根を取る．2Tx-2Rx 系では $N=4$，3Tx-3Rx 系では $N=6$ である．この表現により，各電流の位相を保ったまま磁界を合成できる．

磁界の合成計算は線形量で行い，結果を H[dBμA/m] $=20\log_{10}(|H[\mathrm{A/m}]|/10^{-6})$により換算して表示する．

4. 2Tx-2Rx 系の解析結果

4.1. 電流解析と FEKO の比較

Tx1 の電圧を 600 V，位相 0°に固定し，Tx2 の電圧を 30 V として，その位相を 0°から 360°まで 30°刻みで変化させた．図 4，図 5 に送電・受電電流の振幅，図 6 に位相の比較例を示す．いずれの比較でも理論計算と FEKO 解析は概ね一致しており，電圧位相の変化に対する電流の応答が回路モデルによって表されている．

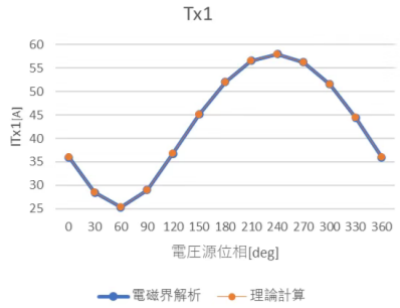


図 4(a)　Tx1 電流振幅の比較

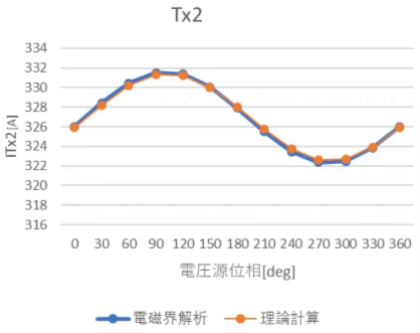


図 4(b)　Tx2 電流振幅の比較

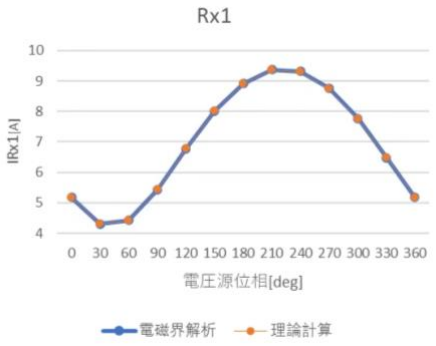


図 5(a)　Rx1 電流振幅の比較

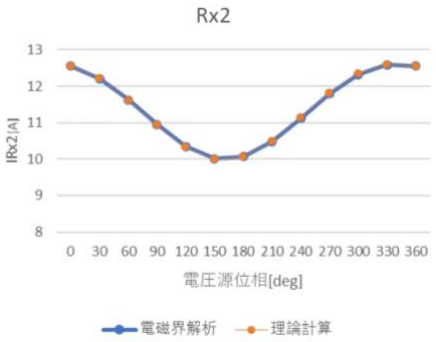


図 5(b)　Rx2 電流振幅の比較

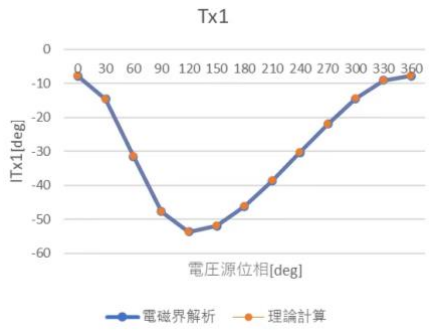


図 6(a)　Tx1 電流位相の比較

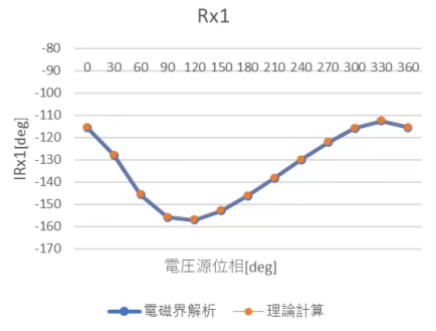


図 6(b)　Rx1 電流位相の比較

Tx2 の電圧位相を変えると，Tx2 だけでなく Tx1 と両受電コイルの電流も変化する．また，各電流の振幅・位相の変化は一様ではない．この結果は，漏洩磁界の低減において，電源間の位相差だけでなく，相互結合を介して決まるすべてのコイル電流を考慮する必要があることを示している．

4.2. 位相および振幅による磁界変化

磁界の評価点を，Tx1 の中心を基準とする $P=(0, 11.9, 1)$m に設定した．これは高さ 1m，半径 11.9m の周上の一点であり，FEKO の測定角度 90°に対応する．この点で，送電電圧の位相と振幅が合成磁界に与える影響を評価する．

図 7(a)は Tx1 を 600 V∠0°，Tx2 を 30 V として位相を掃引した結果である．図 7(b)は Tx2 の位相を 210°に固定し，振幅を 30 V から 930 V まで 100 V 刻みで変化させた結果である．いずれも磁界が電圧条件によって変化し，理論計算と FEKO の傾向が概ね一致している．

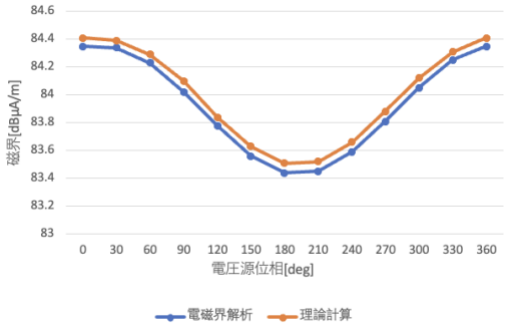


図 7(a)　Tx2 の位相と磁界

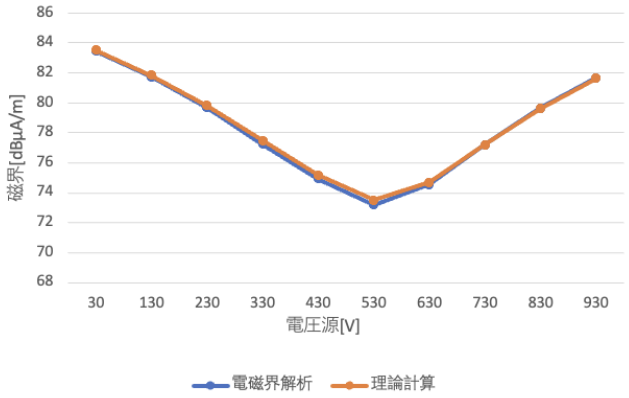


図 7(b)　Tx2 の振幅と磁界

図 7(a)では 180°～210°付近で磁界が小さくなり，図 7(b)では電圧振幅の増加に伴って磁界が減少した後，再び増加している．このことから，磁界の低減には位相と振幅の組合せが関係しており，電圧振幅の増加のみでは抑制効果を得られないことが分かる．なお，これらは所定の刻み幅で掃引した結果であり，連続的な最適条件を決定したものではない．

以上より，$P=(0, 11.9, 1)$ m で Tx1＝600 V∠0°とした場合，位相掃引（Tx2＝30 V）の最小位相は 210°付近で，最小磁界は理論：83.51dBμA/m，FEKO：83.44 dBμA/m である．位相 210°での振幅掃引では，Tx2＝530

V の点が最小を示す．その最小磁界は理論：73.51 dBμA/m，FEKO：73.2 dBμA/m である．

5. 3Tx-3Rx 系への拡張

5.1. 六つのコイルを含む回路モデル

多対多構成への適用を検討するため，送電・受電コイルをそれぞれ三つに増やす．図 8 にコイル配置，図 9 に等価回路を示す．各コイルの諸元は表 1 に示した値を用いる．電圧・電流ベクトルを式(13)の六成分に拡張し，すべてのコイル対の相互結合を含む 6×6 の回路方程式を構成する．

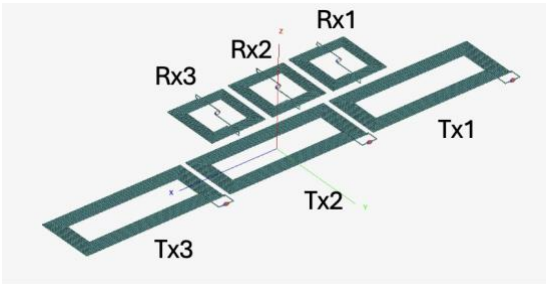


図 8　3Tx-3Rx 系の配置と名称

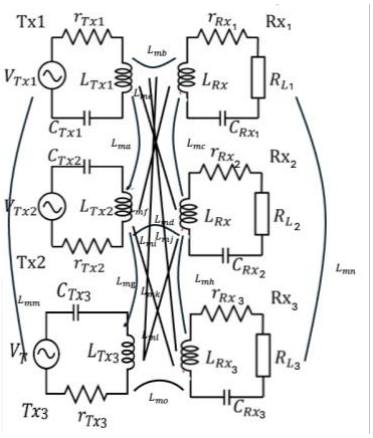


図 9　3Tx-3Rx 系の等価回路

$$V=\begin{bmatrix}V_{\mathrm{Tx1}}\\V_{\mathrm{Tx2}}\\V_{\mathrm{Tx3}}\\0\\0\\0\end{bmatrix},\quad I=\begin{bmatrix}I_{\mathrm{Tx1}}\\I_{\mathrm{Tx2}}\\I_{\mathrm{Tx3}}\\I_{\mathrm{Rx1}}\\I_{\mathrm{Rx2}}\\I_{\mathrm{Rx3}}\end{bmatrix}\quad (13)$$

電流の順序を Tx1，Tx2，Tx3，Rx1，Rx2，Rx3 とすると，インピーダンス行列は式(14)の形で表される．対角項を Z_1〜Z_6，相互項を $K_q=j\omega L_{mq}$ とする．

$$Z=\begin{bmatrix}Z_1 & K_a & K_m & K_b & K_e & K_j\\K_a & Z_2 & K_g & K_f & K_d & K_k\\K_m & K_g & Z_3 & K_i & K_l & K_o\\K_b & K_f & K_i & Z_4 & K_c & K_n\\K_e & K_d & K_l & K_c & Z_5 & K_h\\K_j & K_k & K_o & K_n & K_h & Z_6\end{bmatrix}\quad (14)$$

各自己項は式(4)，(5)と同じ形式で与えられる．この行列を式(2)に用いることで，三つの送電電圧から六つのコイル電流を求める．2Tx-2Rx 系で 6 組であった相互結合は，3Tx-3Rx 系では 15 組となる．各コイル対の相互インダクタンスを表 3 に示す．

表 3　3Tx-3Rx 系の相互インダクタンス

コイル対	記号	相互インダクタンス [μH]
Tx1–Rx1	L_{mb}	0.94653
Tx1–Rx2	L_{me}	-0.18705
Tx1–Rx3	L_{mj}	-0.032339
Tx1–Tx2	L_{ma}	-3.3010
Tx1–Tx3	L_{mm}	-0.036725
Tx2–Rx1	L_{mf}	2.3987
Tx2–Rx2	L_{md}	5.1501
Tx2–Rx3	L_{mk}	-2.3987
Tx2–Tx3	L_{mg}	-3.3010
Tx3–Rx1	L_{mi}	0.032339
Tx3–Rx2	L_{ml}	-0.18705
Tx3–Rx3	L_{mo}	0.94653
Rx1–Rx2	L_{mc}	-3.0484
Rx1–Rx3	L_{mn}	-0.44168
Rx2–Rx3	L_{mh}	-3.0484

5.2. 磁界評価と電圧掃引結果

磁界は三つの送電コイルと三つの受電コイルの寄与を合成して評価する．各コイル中心に応じた局所座標と観測距離を用いて式(9)を適用し，式(11)，(12)において $N=6$ とする．このように，コイル数を増やした場合も，回路解析による電流計算と磁界の重ね合わせを同じ手順で行うことができる．

中央の Tx2 を 600 V∠0°に固定し，Tx1，Tx3 を同時に設定する．位相掃引では両電圧を 60 V とし，位相を 0°から 360°まで 30°刻みで変化させる．振幅掃引では両電圧の位相を 210°に固定し，振幅を 60 V から 1020 V まで 120 V 刻みで変化させる．磁界の観測点は $P=(0, 11.9, 1)$ m とする．

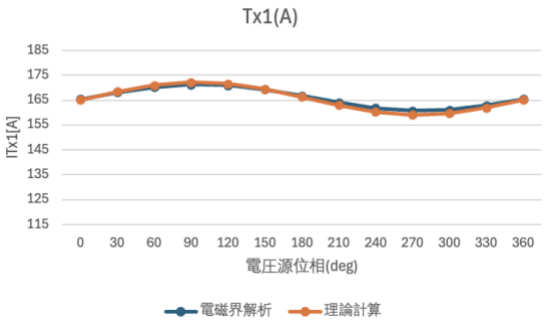


図 10　3Tx-3Rx 系の Tx1 電流振幅

図 10 に Tx1 電流振幅の比較を示す．FEKO と理論計算は近い傾向を示しており，三つの送電コイルを含む

場合にも，電圧位相の変更に対する電流の変化が確認できる．次に，これらの電流によって生じる磁界を評価する．

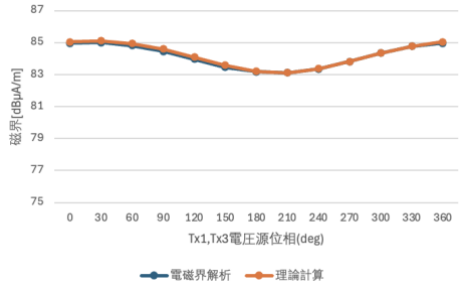


図 11(a)　Tx1，Tx3 の位相と磁界

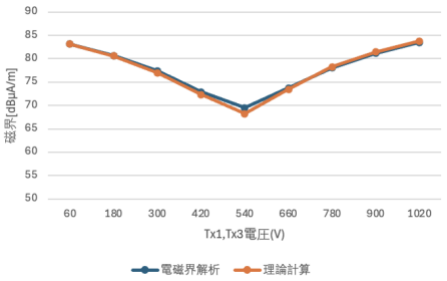


図 11(b)　Tx1，Tx3 の振幅と磁界

図 11(a)に位相掃引，図 11(b)に振幅掃引の磁界を示す．P＝(0, 11.9, 1) m で中央の Tx2 を 600 V∠0°に固定した場合，Tx1，Tx3 が各 60 V の位相掃引では 210°で最小となる．その最小磁界は理論：83.12 dBμA/m，FEKO：83.11 dBμA/m である．両電圧の位相を 210°に固定した振幅掃引では，各 540 V の点で最小となり，最小磁界は理論：68.25 dBμA/m，FEKO：69.46 dBμA/m である．これらは今回の離散掃引点の中での最小値である．

6. 考察

2Tx-2Rx 系の結果は，回路解析で求めた複素電流とコイル磁界の重ね合わせを用いることにより，電圧条件に対する磁界の変化を説明できることを示している．複数の既存コイルを利用する構成では，追加キャンセルコイルを設けずに磁界が小さくなる電圧条件を検討できる．

今回の評価は指定観測点における磁界を対象としており，他の位置を含む領域全体での抑制を保証するものではない．また，磁界を小さくする電圧条件が，受電電力や伝送効率に対しても適切であるとは限らない．実際の給電への適用に向けては，受電電力を維持する条件の下で磁界を評価し，電力伝送性能との両立を検討する必要がある．

7. まとめ

SS 補償を用いた 2Tx-2Rx 系および 3Tx-3Rx 系について，回路解析による複素電流と磁界の重ね合わせから漏洩磁界を評価した．観測点は P＝(0, 11.9, 1) m とした．2Tx-2Rx 系では，Tx1＝600 V∠0°，Tx2 の位相 210°の振幅掃引において，530 V の点が最小を示す．最小磁界は理論：73.51dBμA/m，FEKO：73.2dBμA/m である．3Tx-3Rx 系では，Tx2＝600 V∠0°，Tx1＝Tx3＝540 V∠210°で最小となり，理論：68.25dBμA/m，FEKO：69.46dBμA/m である．以上は離散掃引条件における結果である．

今後は，磁界が最小となる条件における受電電力および電力伝送効率を評価するとともに，観測位置および送受電コイルの相対位置を変化させた場合の特性を検討する．また，各コイル電流と磁界成分の振幅・位相関係に基づき，最小点が形成される要因を明らかにする．

文　献

[1] A. Kurs, A. Karalis, R. Moffatt, J. D. Joannopoulos, P. Fisher, and M. Soljačić, “Wireless Power Transfer via Strongly Coupled Magnetic Resonances,” Science, vol.317, no.5834, pp.83–86, July 2007, doi:10.1126/science.1143254.

[2] Z. Gu, L. Yan, X. Mu, X. Zhao, and R. X.-K. Gao, “Magnetic Field Leakage Reduction and Efficiency Enhancement of Wireless Power Transfer by Using Side-Positioned Coil Array,” 2021 IEEE International Joint EMC/SI/PI and EMC Europe Symposium, pp.29–32, Raleigh, NC, USA, July 2021.

[3] 山田悠人，長谷川蒼真，居村岳広，堀洋一，“ワイヤレス給電において遠方漏洩磁界を考慮した 85kHz 帯における空芯コイルの設計法，”2022 年電気学会産業応用部門大会，Aug. 2022.

[4] 長谷川蒼真，居村岳広，堀洋一，“走行中ワイヤレス電力伝送におけるキャンセルコイルを考慮したベクトルポテンシャルを用いた遠方の漏洩磁界推定，”信学技報，vol.122, no.113, WPT2022-19, pp.1–4，July 2022.