

き電回路定数の周波数特性を考慮した故障電流解析

森本 大観*

Fault Current Analysis Considering Frequency Response of Feeding Circuits

Hiroaki MORIMOTO

Correct analysis of feeding circuits requires correct line constants of overhead lines and rails. We should consider the frequency response of self-impedances and mutual impedances on steady state analysis, because they affect the calculation results. However, there are only a few reports on transient analysis of feeding circuits considering the frequency response. This paper suggests a transient analysis model of overhead lines and rails with approximated frequency response, and shows the results of transient analysis on a simplified DC feeding circuit.

キーワード：線路定数，インピーダンス，周波数特性，過渡解析，瞬時値解析

1. はじめに

き電回路は、電車線路と帰線路、すなわちトロリ線・き電線・レール・保護線等の導体および大地からなる分布定数回路（以下単に電車線路という）と、変電機器との組み合わせからなっている。よってその現象を解析するときには、解析の目的に応じて上記の各要素を必要十分なかたちでモデル化することが必要である。

従来、短絡故障電流計算を始めとするき電回路解析は、一部の例外を除き、電圧・電流が一定値に収束した定常状態に関してのみ行われてきた（定常解析）。しかし近年、人工故障試験や放電ギャップ方式地絡保護などの検討を通じて、き電回路の過渡状態における電圧・電流波形を可視化する過渡解析（瞬時値解析）の需要も出始めている^{1) 2)}。

定常状態は特定周波数のみの成分で表せるが、過渡状態は直流から無限大まで連続した周波数成分の重ね合わせである³⁾ので、その解析には対象の周波数特性を反映したモデルが必要である。しかし、回路の大部分をなす電車線路の電気的モデルに関する理論検討はこれまで必ずしも十分でなかったため、電気回路解析プログラムによる瞬時値解析シミュレーション結果が実際の現象と相違することが多く、その相違に対する考察も定性的なものにとどまっていた。

こうした現状を踏まえ、き電回路定数の計算に用いるインピーダンス計算式をその特徴も含め改めて調査するとともに、周波数特性を反映し直流・交流問わず統一的に使用できる電車線路過渡解析モデルを構成することを目標として基礎検討を進めており、これまでにいくつか

の知見を得ることができたので、以下に報告する。

2. インピーダンス計算式

図1に示すように、大地上に張られた導体の導電現象は、導体自身の抵抗成分のほかに、導体を流れる電流により導体内や空間中に生じる磁束によって支配され、導体内部インピーダンス、外部自己インピーダンス、外部相互インピーダンスで表すことができる。なお、本稿では導体間静電容量は無視する。

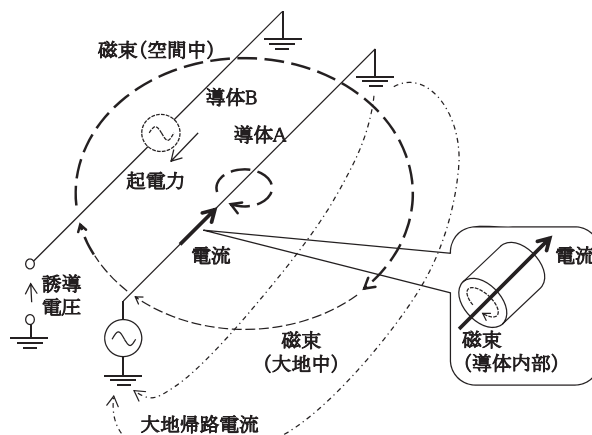


図1 大地上の導体の導電現象

2.1 導体内部インピーダンス

導体内部インピーダンスは、導体自身のみのインダクタンスと抵抗の周波数特性すなわち表皮効果を表すものである。直流抵抗が R_{DC} 、透磁率 $\mu_c (= \mu_s \mu_0)$ (μ_s : 比透磁率, μ_0 : 真空の透磁率) の任意断面導体の、周波数 f すなわち角周波数 $\omega = 2\pi f$ における内部インピーダンス Z_c

* 電力技術研究部（き電）

特集：電力技術

は、導体断面外周長 l と断面積 S が等しいような、外半径 r_o 、内半径 r_i の等価円筒断面導体の内部インピーダンス解析式 (1) で近似できるとの報告がある⁴⁾。

$$\begin{aligned}
 Z_c &\approx R_{DC} \sqrt{1 + j\omega\mu_c \frac{S}{R_{DC}^2}} \\
 &= R_{DC} \sqrt{1 + j\omega\mu_c \frac{1 - (r_i/r_o)^2}{4\pi R_{DC}}} \quad (1) \\
 r_o &= \frac{l}{2\pi}, \quad r_i = \sqrt{\left(\frac{l}{2\pi}\right)^2 - \frac{S}{\pi}}
 \end{aligned}$$

式 (1) は、過去のレール内部インピーダンス実測例⁵⁾において検討されていた半径 r_o の等価円筒断面による近似と高周波領域では同等だが、直流における計算値が直流抵抗 R_{DC} と一致するという大きな利点がある。ただし、式 (1) および従来の等価円筒断面近似のどちらも、高周波領域において電流が外周上の各箇所でも等に分布することを仮定している。レールは断面形状が複雑なため厳密にはこの仮定をあてはめられないが、レールは逐次摩擦しその透磁率も電流によって変化するので、これ以上厳密な計算式を追求する必要性はあまりないとする。

2.2 外部インピーダンス

図2に示す導体配置において、外部インピーダンス・外部インダクタンスの各種公知計算式を用いて作用インピーダンス・作用インダクタンスを求め、それらを比較する。

2.2.1 真空中の平行往復導体

大地が存在しないとき、すなわち導電率 σ が零で透磁率が真空透磁率に等しいとき、導体 i を往路、導体 j を復路とする回路における単位長さあたりの作用インダクタンス L_e は式 (2) で表され、損失のない理想的なインダクタンスである (単位は [H/m])。

$$L_e = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{d^2}{r_i r_j} \quad (2)$$

2.2.2 完全導体面上の往復導体

大地が完全導体 (導電率 σ が無限大) であると仮定するとき、導体 i の大地 (完全導体) を帰路とする自己インダクタンス L_{ii} 、導体 i と導体 j の相互インダクタンス M_{ij} は、鏡像法 (影像理論) に基づいて、各々式 (3)、式 (4) となる (単位は [H/m])。

$$L_{ii} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{2h_i}{r_i} \quad (3)$$

$$M_{ij} = \frac{\mu_0}{4\pi} \ln \frac{x_{ij}^2 + (h_i + h_j)^2}{x_{ij}^2 + (h_i - h_j)^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \ln \frac{d^2 + 4h_i h_j}{d^2} \quad (4)$$

したがって、導体 i, j の往復回路における単位長さあたりの作用インダクタンス L_e は、式 (5) で表される。

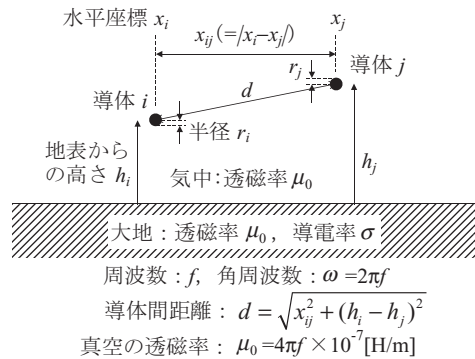


図2 導体配置の断面図

$$\begin{aligned}
 L_e &= L_{ii} + L_{jj} - 2M_{ij} \\
 &= \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left(\frac{4h_i h_j d^2}{r_i r_j (d^2 + 4h_i h_j)} \right) \quad (5)
 \end{aligned}$$

式(3)~(5)の各インダクタンスは損失のない理想的なインダクタンスである。

2.2.3 カーソン・ポラチェックの式とその級数展開近似式

大地の導電率 σ が有限の値であるとする。このとき、Carson と Pollaczek により導出された導体の大地帰路インピーダンスは式 (6)~(8) で表される⁶⁾。以下これらを原形式という (単位は [Ω/m])。

$$Z = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \left[\ln \frac{D_2}{D_1} + I \right] \quad (6)$$

$$I = \int_0^\infty \frac{2e^{-H\lambda}}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 + j\Omega}} \cos(x\lambda) d\lambda \quad (7)$$

$$\Omega = \omega\mu_0\sigma \quad (8)$$

式(6)~(8)は図2の導体配置における電磁波伝搬に基づいて導出された厳密式で、自己インピーダンスおよび相互インピーダンスに共通の式である。導体 i の大地帰路自己インピーダンス Z_{ii} を得るには

$$\begin{aligned}
 D_1 &= r_i \quad D_2 = 2h_i \\
 H &= 2h_i \quad x = 0
 \end{aligned}$$

導体 i と導体 j の相互インピーダンス Z_{ij} を得るには

$$\begin{aligned}
 D_1 &= \sqrt{(h_i - h_j)^2 + x_{ij}^2} = d \quad D_2 = \sqrt{H^2 + x_{ij}^2} \\
 H &= h_i + h_j \quad x = x_{ij}
 \end{aligned}$$

とする。また、インダクタンスは $L = \text{Im}(Z) / \omega$ 、抵抗は $R = \text{Re}(Z)$ で求められる。

式 (6)~(8) は積分区間が半無限の積分項を含んでおり、その値を求めるには数値積分によらざるを得ないことが知られている。そこで、低周波かつ導体間距離が相対的に大きくない場合に対しては級数展開による実用的な近似式^{7) 8)} として、自己インピーダンスの式 (9)

$$Z_{ii} = \left[\omega \left(\frac{\pi}{2} - \frac{4X' \cdot 2h_i}{3\sqrt{2}} \right) + j\omega \left(2 \ln \frac{2}{\gamma X' r_i} + \frac{4X' \cdot 2h_i}{3\sqrt{2}} + 1 \right) \right] \times 10^{-7} \quad (9)$$

および相互インピーダンスの式(10)

$$Z_{ij} = \left[\omega \left(\frac{\pi}{2} - \frac{4X'(h_i + h_j)}{3\sqrt{2}} \right) + j\omega \left(2 \ln \frac{2}{\gamma X' d} + \frac{4X'(h_i + h_j)}{3\sqrt{2}} + 1 \right) \right] \times 10^{-7} \quad (10)$$

が与えられている(単位は[Ω/m])。ここで

$$X' = 2\pi \sqrt{20\sigma f} \times 10^{-4} = \sqrt{4\pi^2 \cdot 2 \times 10^{-7} \cdot \sigma \cdot \frac{\omega}{2\pi}} = \sqrt{\omega \mu_0 \sigma}$$

であり、 $\gamma = \exp(0.57721 \dots) = 1.7811 \dots$, $0.57721 \dots$ はオイラーの定数である。なお、式(9)は式(10)において $h_i = h_j = h$, $d = r_i$ として得られる。

慣用的には式(9)および式(10)の末尾係数を「 $\times 10^{-4}$ 」に変更して単位[Ω/km]とすることが多く、式(9)の項を整理した式(11)が使われている。したがって式(11)の単位は[Ω/km]である。

$$Z_{ii} = \left[\omega \left(\frac{\pi}{2} - \frac{4X \cdot 2h_i}{3\sqrt{2}} \right) + j\omega \left(2 \ln \frac{4h}{\gamma r_i X} + \frac{4X}{3\sqrt{2}} + 1 \right) \right] \times 10^4 \quad (11)$$

$$X = 4\pi h \sqrt{20\sigma f} \times 10^{-4}$$

式(9)～(11)が通常、電鉄分野の低周波領域で慣用的に使われている近似式であり、以下では原形式(6)～(8)と区別して級数展開近似式と呼ぶ。

これらの級数展開近似式は、電源角周波数 ω ・大地導電率 σ ・導体高さ h が大きい場合は実数部(抵抗)が負・インダクタンスが正無限大に発散し、現実と矛盾する。このため高周波領域に対しては別の漸近展開式が、また中間的な周波数領域ではケルビン関数の微係数を用いて表した近似式がある⁷⁾が、ここでは省略する。

導体 i, j の自己インピーダンスと相互インピーダンスより、往復回路における単位長さあたりの作用インピーダンス Z_e は式(12)で求められる。

$$Z_e = Z_{ii} + Z_{jj} - 2Z_{ij} \quad (12)$$

Z_e の抵抗分(実数部) R_e およびリアクタンス分(虚数部) X_e は式(13)および式(14)となる。

$$R_e = \text{Re}(Z_{ii}) + \text{Re}(Z_{jj}) - 2\text{Re}(Z_{ij}) = 0 \quad (13)$$

$$jX_e = j\{\text{Im}(Z_{ii}) + \text{Im}(Z_{jj}) - 2\text{Im}(Z_{ij})\} = j\omega \cdot 2 \ln \frac{d^2}{r_i r_j} \times 10^{-7} \quad (14)$$

以上より式(15)が得られる。

$$L_e = \frac{Z_e}{j\omega} = \frac{jX_e}{j\omega} = (2 \times 10^{-7}) \ln \frac{d^2}{r_i r_j} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{d^2}{r_i r_j} \quad (15)$$

したがって、平行往復導体の作用インピーダンスを級数展開近似式で求めると、インダクタンスが真空中の平行往復導体での計算式(2)に一致し周波数特性をもたないという結果になる。

2.2.4 Deriの近似式

Deri(デリ)の近似式(16)～(17)は、IEEE Trans. PASに1981年に提案され使われるようになった式である⁶⁾⁹⁾。CarsonとPollaczekの原形式(6)～(8)における無限積分項を実用的精度で近似したもので、広範囲の周波数に適用でき、その精度は原形式に対して最大誤差4%程度とされている⁹⁾(単位は[Ω/m])。

$$Z = \frac{j\omega \mu_0}{2\pi} \ln \frac{\sqrt{(H+2p)^2 + x^2}}{D_1} \quad (16)$$

$$p = \frac{1}{\sqrt{j\omega \mu_0 \sigma}} \quad (17)$$

式(16)～(17)は自己インピーダンスおよび相互インピーダンスに共通の式であり、大地の地表面から無限の深さまで分布して流れる帰路電流を、地表面から複素数の深さ p に置かれた完全導体平面に集中して流れる電流で近似することに相当するといわれている⁶⁾⁹⁾。導体 i の大地帰路自己インピーダンス Z_{ii} を得るには

$$D_1 = r_i, \quad H = 2h_i, \quad x = 0$$

導体 i と導体 j の相互インピーダンス Z_{ij} を得るには

$$D_1 = \sqrt{(h_i - h_j)^2 + x_{ij}^2} = d \\ H = h_i + h_j, \quad x = x_{ij}$$

とする。

導体 i, j の自己インピーダンスと相互インピーダンスより往復回路における単位長さあたりの作用インピーダンス Z_e を求めると式(18)が得られる¹⁰⁾。

$$Z_e = Z_{ii} + Z_{jj} - 2Z_{ij} = \frac{j\omega \mu_0}{2\pi} \left[\ln \frac{\sqrt{(2h_i + 2p)^2}}{r_i} + \ln \frac{\sqrt{(2h_j + 2p)^2}}{r_j} - 2 \cdot 2 \ln \frac{\sqrt{(h_i + h_j + 2p)^2 + x^2}}{d} \right] = \frac{j\omega \mu_0}{2\pi} \ln \left[\frac{d^2}{r_i r_j} \cdot \frac{(2h_i + 2p)(2h_j + 2p)}{(h_i + h_j + 2p)^2 + x^2} \right] \quad (18)$$

ある有限の周波数において式(18)の値は常に複素数、その実数部は常に正であり、系に損失があることを示している。ここで

特集：電力技術

$$A = \frac{(2h_i + 2p)(2h_j + 2p)}{(h_i + h_j + 2p)^2 + x^2} = \frac{4(h_i + p)(h_j + p)}{d^2 + 4(h_i + p)(h_j + p)} \quad (19)$$

と定義すると、作用インダクタンスは式(20)のように表せる。

$$L_e = \frac{Z_e}{j\omega} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left(\frac{d^2}{r_i r_j} \cdot A \right) \quad (20)$$

$\omega \rightarrow 0+$ (極低周波数) または $\sigma \rightarrow 0+$ (大地が絶縁体) のとき

$$p \rightarrow \frac{1}{\sqrt{j \cdot 0_+}} = e^{(-j\pi/4)} \times \infty, \quad A \rightarrow 1$$

となり、計算結果は真空中の平行往復導体における計算式(2)に漸近する。また、 $\omega \rightarrow \infty$ または $\sigma \rightarrow \infty$ のとき

$$p \rightarrow 0, \quad A \rightarrow \frac{4h_i h_j}{d^2 + 4h_i h_j}$$

となり、計算結果は完全導体面上の平行往復導体における計算式(5)に漸近する。これらは級数展開近似式に比べてDeriの近似式が高周波領域および高大地導電率下での大地の影響をより正確かつ統一的に反映することを示している。

瞬時値解析に用いる定数を算出する際には、広範な周波数および様々な导体架設状態に対して統一に適用可能な計算式が必要である。精度を更に改善した式もいくつか提案されている⁶⁾が取り扱いが難しく、電車線設備やレールの敷設状態の実情を鑑みるとDeriの近似式が必要十分に実用的と考えられる。

3. 電車線路の瞬時値解析モデル構成

電車線路の過渡解析モデルは、個々の導体の形状・材質・対地漏れコンダクタンス等が大幅に異なり、かつ通電される電流が直流および単相交流であるため、既成の三相送電線モデルを適用できない。そこで、分布定数回路モデルとしては最も基礎的な単位長π形等価回路を基本とし、各要素に複素相互誘導や周波数特性をもたせることにより、電車線路の瞬時値解析モデルを構成することとした。

3.1 相互抵抗の導入とその検証

第2章で示したように、自己および相互インピーダンスの値は一般に複素数である。インピーダンスの虚数部は電源角周波数 ω で除してインダクタンスとして表せるが、インピーダンスの実数部は周波数依存の抵抗分となる。外部自己インピーダンスの実数部は導体の直流抵抗がなくとも導電率が有限の大地に電流が流れることによる損失があることを示し、相互インピーダンスの実数部は导体間の相互結合に抵抗成分があることを示している。

相互インピーダンスの実数部を、以下では相互抵抗と

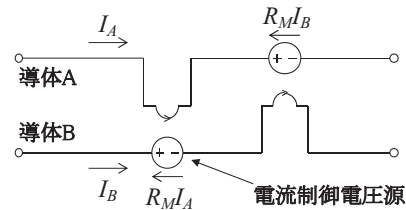


図3 電流制御電圧源による相互抵抗要素の実装

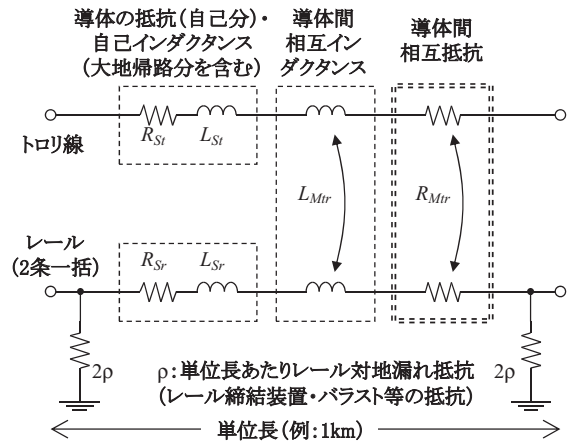


図4 π形等価回路による単位長電車線路近似モデル (固定周波数用)

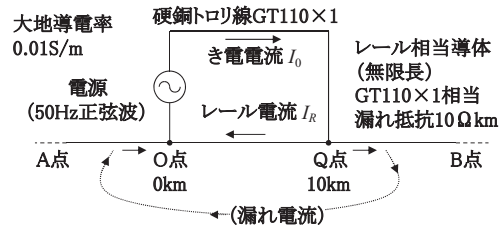


図5 計算対象の直接き電回路

いう。相互抵抗とは、A、Bの二つの導体があるとき、導体Aに電流を流すとそれと同位相の電圧(相互インダクタンスでは90度進み)が導体Bに誘起され、逆もまたそのようになるという概念である。電気回路解析プログラムの多くは相互抵抗を組み込み要素に持たないが、上記の定義より電流制御電圧源を用いて図3のように実装できる。

そこで、まず固定周波数の解析に対応する電車線路の単位長π形等価回路モデルを図4のように構成し、単純な直接き電回路において理論計算式による定常解析解と電気回路解析プログラムによる瞬時値解析結果とを比較した。両者が一致すれば、相互抵抗の導入により瞬時値解析でも理論に忠実な結果が得られることになる。

解析対象の直接き電回路は図5に示すものである。O点を電源とし、Q点でトロリ線とレールを短絡し、き電電流が I_0 のとき位置 x ($-\infty < x < +\infty$)のレールに流れる電流 I_R は、AO間 ($-\infty < x < 0$) において

$$I_R = (1 - n_0) \frac{I_0}{2} \left[\exp(-\gamma_R \cdot -x) - \exp\{-\gamma_R(L - x)\} \right] \quad (21)$$

OQ間 ($0 < x < L$) において

$$I_R = -(1-n_0) \frac{I_0}{2} [\exp(-\gamma_R x) + \exp\{-\gamma_R(L-x)\}] - n_0 I_0 \quad (22)$$

QB間 ($L < x < +\infty$) において

$$I_R = -(1-n_0) \frac{I_0}{2} [\exp(-\gamma_R x) - \exp\{-\gamma_R(x-L)\}] \quad (23)$$

で表される⁷⁾。ただし、

Z_{TR} : トロリ線・レール間相互インピーダンス

Z_{RR} : レール自己インピーダンス

Y_R : レール対地アドミタンス

$$n_0 = \frac{Z_{TR}}{Z_{RR}} \quad \gamma_R = \sqrt{Z_{RR} Y_R} \quad Z_0 = \sqrt{\frac{Z_{RR}}{Y_R}}$$

である。

周波数 50Hz, OQ 間距離 $L=10\text{km}$, 導体は簡単のためレールも GT110 × 1 条相当として理論計算値を求めた。電気回路解析プログラムは PSIM を使用し, 図4の単位長モデルを単位長 1km として 30 個並べ, $x < -10\text{km}$ および $+20\text{km} < x$ の区間は 50Hz における特性インピーダンスで置換代用した。また, 比較対象として図4から導体間相互抵抗を削除した従来の単位長モデルでの計算も行った。

レール電流分布の計算結果を図6に示す。相互抵抗要素の導入により, 電気回路解析プログラムの瞬時値解析結果が理論計算式による定常解析結果と一致し, 正確な解析が行えることを確認できた。

3.2 周波数特性の反映と瞬時値解析

一般に, き電回路故障の継続時間は最大でも 0.5 秒程度である。また, 現状のデジタル保護継電器のサンプリング周波数は 1~2kHz 程度が上限である。よって, 雷害等のインパルス性サージ現象を除くき電回路故障現象の瞬時値解析には, 数 Hz から数 kHz 程度の周波数帯域が最も重要と考えられる。

表1に示す各導体について, 外部自己インピーダンスと導体間相互インピーダンスを, 式(16)により大地導電率 0.1S/m において求めた計算結果を図7に示す。これによると外部自己インピーダンス・相互インピーダンスに以下の性質があることが推察される。

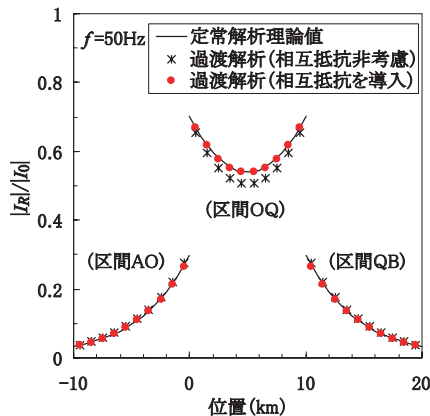


図6 レール電流分布計算結果

(1) 抵抗分は, 低周波領域では周波数にほぼ比例して増加する。高い周波数では増加の割合が低下し, 導体の緒元により多少異なる傾向を示す。

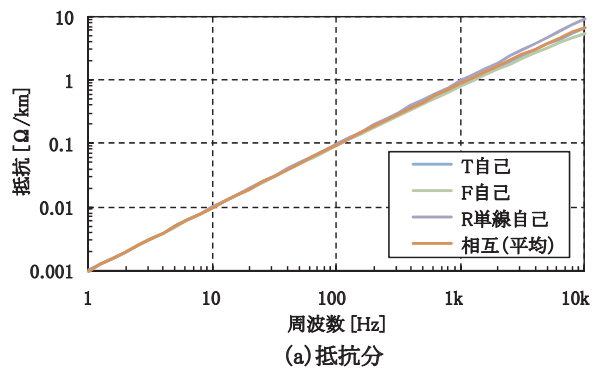
(2) インダクタンスは低周波領域において周波数10倍あたりおよそ 0.22 ~ 0.23mH の割合で減少する。高い周波数では減少割合が小さくなる。

このことから, 各導体の導体内部・大地帰路外部自己・相互インピーダンスを, 周波数依存性を加味しつつ非結合分と相互結合分に近似的に分離したものの直列接続として実装することを試みた。インピーダンスの周波数依存性は複数の抵抗とインダクタンスの直並列接続によって近似し, また外部インピーダンスの周波数依存性は各導体間相互インピーダンスの平均値とする近似を行い, 図8に示す単位長モデルを構成した。ただし, 図8は簡単のためき電線とレールの2導体で表し, き電線の導体内部インピーダンスの周波数特性を省略している。

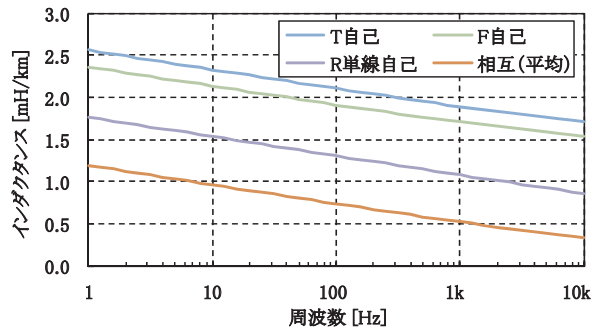
電気回路解析プログラム上に, 図8にトロリ線を追加(吊架線は省略)した3導体モデルを構成し, これを用いて図9の基本的な直流き電回路の短絡故障シミュレーションを行った。周波数依存性インピーダンスは図8のように RL 回路3段で近似したが, 式(1)および式(16)と比較する

表1 計算に用いた導体緒元

導体	記号	種類	地上高 (m)
トロリ線	T	GT110	6.0
き電線	F	Cu325 × 2 相当	平均 9.0
レール (2条一括)	R	50N × 2, 狭軌 比透磁率 70	1.0



(a) 抵抗分



(b) インダクタンス分

図7 外部インピーダンス計算結果

特集：電力技術

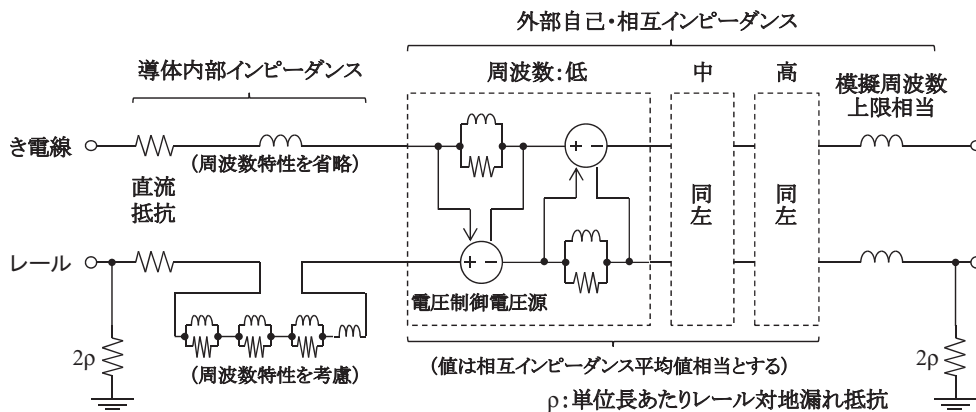


図8 π 形等価回路による単位長電車線路近似モデル（周波数特性考慮，2導体の場合）

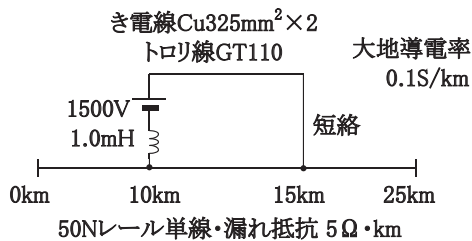


図9 直流き電回路の短絡故障シミュレーション

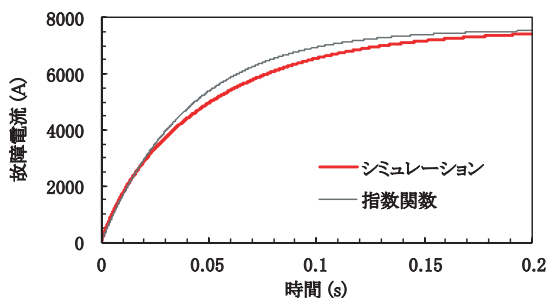


図10 シミュレーション結果

と2Hz～1kHzにおいて最大±12%程度の近似誤差がある。

シミュレーション結果を図10に示す。定常短絡電流と通電初期の電流突進率がほぼ等しい指数関数と比較して、通電時間経過に伴い見かけ上のインダクタンスが増加し電流増加率が低下するような、従来経験的に知られている電流波形が得られている。

ただし、図8のモデルは2.2節で述べた大地の影響を十分に模擬できていないことや、電源箇所と短絡点箇所のレールが各々離散化したレール漏れ抵抗によって接地されるために電源にインダクタンスがない場合は短絡発生の瞬間の電流が不連続となること、周波数特性模擬精度の改善や導体の追加に伴って単位長あたりの内部ノード数・制御電源数が大幅に増加し計算実行が困難になること等の問題点もある。

4. まとめ

本報告では、公知文献の調査等に基づき、より適切かつ統一的な導体内部および外部インピーダンス計算式を紹介した。また、それらインピーダンスの周波数特性と

複素相互誘導を近似的な形で汎用電気回路解析プログラムに実装し、瞬時値解析シミュレーションの精度向上の可能性を示すことができた。この結果は様々なき電回路故障現象の再現・解明や、新しい保護・計測システムの検討に役立つものと考えられる。

今後、より実際に近い電車線路モデルを構築するために、過去の実測例との比較等、更なる検討が必要であると考えている。

文献

- 1) 川原敬治, 奥井明伸, 安藤政人, 長谷伸一:「直流き電回路における線路インピーダンスの考察」, 平成13年鉄道連合技術シンポジウム J-Rail'01, S1-3-8, pp.699-702, 2001
- 2) 森本大観, 長谷伸一, 相原徹, 川原敬治:「直流変電所母線地絡保護システムの開発」, 鉄道総研報告, Vol.18, No.6, pp.41-46, 2004
- 3) 藤村敏郎, 本多精一, 諏訪部国平, 古沢二郎, 島田一郎:「大容量直流き電回路保護方式(第2報)」, 鉄道技術研究報告, No.873, 1973
- 4) 雨谷昭弘, 布施郁子:「任意断面導体よりなる多導体系インピーダンス近似計算法」, 電気学会論文誌 B, Vol.111-B, No.8, pp.896-902, 1991
- 5) 河辺一, 安井峰春:「レール・インピーダンス」, 鉄道業務研究資料, Vol.9, No.16, pp.15-18, 1952
- 6) 野田啄:「架空送電線のための線路定数計算プログラムの開発ー固有ベクトル正規化アルゴリズムと大地帰路インピーダンスの近似式ー」, 電力中央研究所報告 H04014, 2005
- 7) 宮下一雄:「誘導問題の考え方」, 鉄道通信協会, 1981
- 8) 電気学会 電気鉄道における教育調査専門委員会編:「最新電気鉄道工学」, コロナ社, pp.168-172, 2000
- 9) 雨谷昭弘:「分布定数回路論」, コロナ社, 1990
- 10) 森本大観, 森田岳:「き電回路のインダクタンス算出に関する一考察」, 第16回鉄道連合技術シンポジウム J-Rail'09, No.1509, pp.129-132, 2009