

多導体送電線用スペーサにかかる 短絡電磁力のデジタル計算

Digital Calculation of Short-Circuit Magnetic Force on Bundle Conductor Spacer

田 中 昭* 大 島 興 洋*
Akira Tanaka Okihiro Ōshima

内 容 梗 概

これまで行なわれてきた短絡電磁力の計算法はいずれも静的な方法で十分正確とはいえない。
ここで報告する計算法は電線の運動方程式により、弛度(しど)、短絡継続時間、初期張力を考慮した短絡時の運動を動的に求め、これによりスペーサにかかる電磁力を推定するものである。
240 mm² ACSR 4 導体、330 mm² ACSR 2 導体についての電子計算機を用いた計算値は実測値とだいたい一致し、十分実用に供する方法と考えられる。

1. 緒 言

最近の架空送電線は超高圧化するとともに送電容量もふえ、多導体送電線が広く採用されているが、同時に短絡容量も非常に増大する傾向にある。

多導体送電線には複導体間隔を保持し、ねん回やスティッキング防止のためスペーサを使用する。そのスペーサが要求される性能としては、電気的にはコロナ特性が良いこと、機械的にはスペーサに加わる外力に十分耐える強度を有することである。電気的特性はコロナの発生しにくい形状とすることで解決される。また機械的にスペーサに加わる外力のおもなものとしては、短絡時の電磁力、ねん回による外力、スリット落下による衝撃力が考えられる。これらの外力は従来の実験や観測の結果より、短絡電磁力が数百 kg、その他は数 kg ないし数十 kg 程度であることが知られている。したがって短絡電磁力をどのように評価するかがスペーサの設計上きわめて重要な問題となる。

短絡電磁力については従来からいろいろ実験が行なわれており、日立電線株式会社においても 2~4 導体について実径間で実験が行なっている⁽¹⁾⁽²⁾。しかしこれらの実験は、いずれも 10~20 kA 程度の小さい電流で行なわれているのに対し、最近建設された東京電力株式会社の第二東京南線や、関西電力株式会社の新加古川線(いずれも 410 mm² ACSR 4 導体)の短絡容量は 30~50 kA にもおよび、このような場合には 20 kA 程度の実験値より短絡電磁力を推定することは困難であり、その計算方式の開発が要望されてきた。

電磁力の計算法としては従来からいろいろ考えられてきたが、その計算方法はいずれも電線が最大変位点で静的に平衡したと仮定して求めている。この場合短絡時間、弛度の影響などは無視しており正確な値とはいえない。これに対して本論文は電線の運動方程式に基づいて短絡時の電線の変位、張力、スペーサに加わる電磁力を電子計算機を利用してデジタル的に求める方法について述べたものであり、短絡継続時間、弛度、初期張力などの影響を考慮している。この方法によれば従来の方法と異なり動的な現象の解析を行なうことが可能であり、短絡電磁力をより正確には握ることができる。

この方法により実験と同一条件の計算を行なった結果、実験値と計算値はだいたい一致しており、十分実用に供する計算方式であると考えられる。

2. 従来の計算方法

まずこれまで発表され計算方法のうち代表的なものを紹介する。

* 日立電線株式会社日高工場

これらはいずれも計算にあたって電線が最大変位点で静的に平衡したと仮定している。

2.1 A. T. Atwood 氏の方法⁽³⁾

2.1.1 電磁力の計算

短絡時に電線 1 本当たりにかかる電磁力は、相隣れる 2 線間の距離を C (m)、1 線当たりの短絡電流を I_0 (A) とすると次式で示される。

$$f_m = 2.0408 \times 10^{-8} \frac{I_0^2}{C} \quad (\text{kg/m}) \dots\dots\dots (1)$$

ここで C は位置の関数であるが、電線が接触していない部分の長さを d (m) とすると、第 1 図のように電線の形状を放物線で近似することによってこれを次式で示すことができる。

$$y = \frac{C}{2}$$

$$x^2 = 4P \left(\frac{C}{2} - \frac{a}{2} \right)$$

$$\therefore C = \frac{x^2}{2P} + a \dots\dots\dots (2)$$

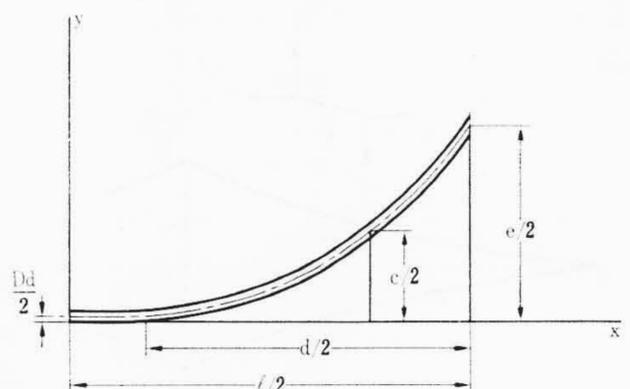
ただし、第 1 図より明らかとなり

$$\left. \begin{aligned} a &= D_a \\ P &= \frac{d^2}{8(e-a)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

(2) 式の C を (1) 式に代入すれば、任意の点の電磁力が位置 x (m) の関数として与えられる。

2 個のスペーサ間の全電磁力 F_m は f_m を $d/2$ から $-d/2$ まで積分すれば求められる。

$$F_m = \int_{-d/2}^{d/2} \frac{2.0408 \times 10^{-8} I_0^2}{\left(\frac{x^2}{2P} + a \right)} dx \dots\dots\dots (4)$$



第 1 図 短絡時の電線の形状

(3)式を(4)式に代入すると全電磁力として次式が得られる。

$$F_m = 2.0408 \times 10^{-8} I_0^2 \frac{d}{\sqrt{D_d(e-D_d)}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{e}{D_d} - 1} \quad (\text{kg}) \quad (5)$$

電磁力により電線はお互いに吸引するため電線長さが増加し、電線張力が次式で表わされる F_e だけ増加する。

$$F_e = EA \cdot \frac{\Delta L}{L} = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2 EA}{dL} \quad (6)$$

- ここで、 F_e : 張力増加分 (kg)
- E : 弾性係数 (kg/mm²)
- A : 電線の断面積 (mm²)
- ΔL : 電線長の増加分 (m)
- L : 初期電線長 (m)

ΔL は電線の形状を放物線で近似すると次式で与えられる。

$$\Delta L \doteq \frac{8}{3} \cdot \left(\frac{e}{2}\right)^2 \frac{1}{d} \quad (\text{m}) \quad (7)$$

短絡時に電線が最大変位点で平衡したと仮定してスペーサに加わる電磁力を求める。

短絡時の電線張力は

$$T = T_0 + F_e \quad (\text{kg}) \quad (8)$$

ここで第2図より力の平衡条件を求めると、スペーサ電磁力 F_s は次式で与えられる。

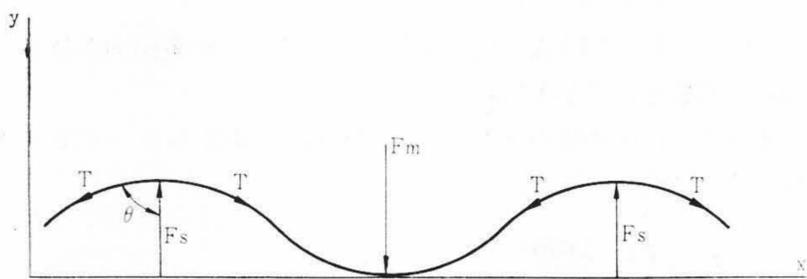
$$F_s = F_m = \frac{2T}{\sqrt{1 + \left(\frac{d}{2e}\right)^2}} \quad (\text{kg}) \quad (9)$$

(9)式が成り立つように d をいろいろ与えてこれを解けば、必要な d とそのときの F_s を求めることができる。

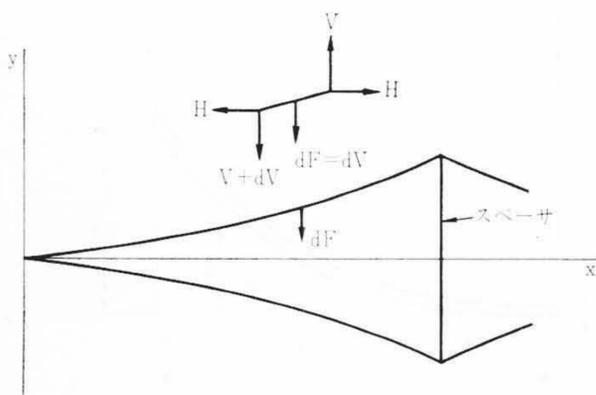
2.2 Caterina Manuzio 氏の方法⁽⁴⁾

複導体で短絡を生じたときの電線が第3図のような形状となるものとし、スペーサ軸方向の力を求める。

- ここで、 H : 張力 (N)
- F : 電磁力 (N)
- V : スペーサ軸方向にかかる力 (N)
- y : 変位 (m)
- I : 1線当たりの短絡電流 (A)



第2図 力の平衡関係



第3図 短絡時の電線の形状

とすると、

$$dF = dV \quad (10)$$

$$V = H \frac{dy}{dx} \quad (11)$$

$$dF = \frac{2 \times 10^{-7} I^2}{2y} dx \quad (12)$$

$$\therefore \frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{10^{-7} I^2}{H} \cdot \frac{1}{y} \quad (13)$$

(13)式を積分すると積分定数は $y = y_c$ のとき $dy/dx = 0$ の条件より定まり次式で表わされる。

$$\frac{dy}{dx} = \sqrt{\frac{2 \times 10^{-7} I^2}{H} \ln \frac{y}{y_c}} \quad (14)$$

ただし、 y_c : 電線半径 (m)

さらに積分すると x と y の関係は

$$\sum_{S=0}^{\infty} \frac{\sqrt{\left(\ln \frac{y}{y_c}\right)^{2S+1}}}{(2S+1)S!} = \frac{xI\sqrt{10^{-7}}}{y_c \sqrt{2H}} \quad (15)$$

となり短絡時の電線の形状を与える。

(14)式よりスペーサに加わる力 P は次式で表わされる。

$$P = 2H \left(\frac{dy}{dx}\right)_{y=y_n} = \sqrt{8 \times 10^{-7} I^2 \ln \frac{y_n}{y_c}} \quad (\text{N}) \quad (16)$$

ここで、 y_n : 線間距離の1/2 (m)

この Manuzio 氏の方法は、スペーサにかかる力を張力の分力として考えているが、張力の変化は考慮しておらず前の Atwood 氏法より簡略化されている。

ほかにも R. J. Owens 氏の方法⁽⁵⁾、J. R. Ruhlman 氏の方法⁽⁶⁾などがある。

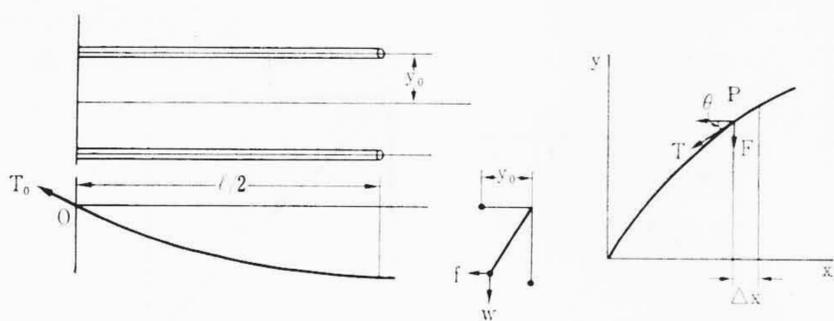
3. デジタル計算法

前節に述べた方法とは異なり、われわれが採用したのは電線の運動方程式に基づいた動的な方法であり、偏微分方程式を差分形式に直して数値計算するものである。以下これについて説明する。

3.1 記号の説明

- x : 電線軸方向の座標 (m)
- y : 電線軸と水平面内の垂直方向の座標 (m)
- $2y_0$: 定常時の電線間隔 (m)
- l : スペーサ間隔 (m)
- Δl : 短絡時の電線の長さ増加分 (m)
- $T(t)$: 電線1本当たりの張力 (kg)
- T_0 : 電線1本当たりの初期張力 (kg)
- w : 電線の単位長重量 (kg/m)
- g : 重力の加速度 (m/s²)
- $f(x, t)$: 電線1本当たりの単位長電磁力 (kg/m)
- $I(t)$: 電線1本当たりの短絡電流波高値 (A)
- I_s : 過渡相電流波高値 (A)
- I_m : 定常相電流波高値 (A)
- P : 過渡電流減衰率 (1/s)
- n : 1相導体数
- t_m : 短絡電流遮断時間 (s)
- E : 電線の弾性係数 (kg/mm²)
- A : 電線の断面積 (mm²)
- S : スペーサ (m)
- $F_s(t)$: スペーサにかかる電磁力 (kg)

上記のうち (t) となっている変数は時間の関数であることを示している。



第4図 力の平衡関係

3.2 電線の運動方程式

いま水平複導体を取り、第4図に示すように電線を面端(0, l)で固定された弦と考え、これが2y₀の間隔で平行に張られているとする。弦上の任意の点Pにおける垂直方向の力の平衡は、

$$(T \sin \theta)_{x+\Delta x} - (T \sin \theta)_x = -F \cdot \Delta x \quad (17)$$

ここで、 $\sin \theta \doteq \tan \theta = dy/dx$ の近似を用いると

$$(\sin \theta)_{x+\Delta x} - (\sin \theta)_x = \left(\frac{dy}{dx}\right)_{x+\Delta x} - \left(\frac{dy}{dx}\right)_x = \frac{d^2y}{dx^2} \cdot \Delta x$$

$$\therefore F(x, t) = -T(t) \cdot \frac{d^2y}{dx^2} \quad (18)$$

ここで、外力は電磁力と D'alambert の慣性力であるから、電磁力を f(x, t) とすると次の平衡式が成り立つ。

$$F(x, t) = f(x, t) - \frac{w}{g} \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \quad (19)$$

ただし

$$f(x, t) = 2.0408 \times 10^{-8} \frac{\left(\frac{I(t)}{\sqrt{2}}\right)^2}{2(y_0 - y)} \quad (20)$$

したがって弦の運動方程式は次のようになる。

$$\frac{w}{g} \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - T(t) \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = f(x, t) \quad (21)$$

送電線ではスパン、スペーサ間隔は電線径に比べて十分大きいから、曲げ剛性を無視してもさしつかえない。したがって(21)式が電線の運動方程式とみなされる。

定常電流による母線の振動は無視できるものとするれば、電線の運動の初期条件は

$$y(x, 0) = \frac{\partial y}{\partial t}(x, 0) = 0 \quad (22)$$

境界条件は

$$y(0, t) = y(l, t) \quad (23)$$

で与えられる。

(21)式においてスペーサ間隔、スパンが十分大きく、張力が変化しない場合の解は次の形となる⁽⁷⁾。

$$y(x, t) = \frac{2}{\pi c} \sum_n \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi x}{l} \int_0^t \sin \frac{n\pi c}{l} (t - \tau) d\tau \times \int_0^l f(\xi, \tau) \sin \frac{n\pi \xi}{l} d\xi \quad (24)$$

ただし

$$c = \sqrt{\frac{g}{w} T} \quad (25)$$

上式は複雑な形であるうえに、初期弛度の影響や電流継続時間、電流の減衰などが考慮されねばならないから、この解析的解法はきわめて困難である。したがって電子計算機により数値計算を行なう必要がある。

3.3 運動方程式の数値解法

いま運動方程式(21)式の斉次方程式を作ると次のようになる。

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \quad (26)$$

ただし

$$c = \sqrt{\frac{g}{w} T(t)} \quad (27)$$

いま

$$y_x = \frac{\partial y}{\partial x}, \quad y_{x^2} = \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}, \quad \dots, \quad y_t = \frac{\partial y}{\partial t}, \quad y_{t^2} = \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}, \quad \dots,$$

として(26)式を x, t について Taylor 展開すると⁽⁸⁾,

$$y(x+h, t) = y(x, t) + h y_x + \frac{h^2}{2!} y_{x^2} + \frac{h^3}{3!} y_{x^3} + \frac{h^4}{4!} y_{x^4} \quad (28)$$

$$y(x-h, t) = y(x, t) - h y_x + \frac{h^2}{2!} y_{x^2} - \frac{h^3}{3!} y_{x^3} + \frac{h^4}{4!} y_{x^4} \quad (29)$$

$$y(x, t+k) = y(x, t) + k y_t + \frac{k^2}{2!} y_{t^2} + \frac{k^3}{3!} y_{t^3} + \frac{k^4}{4!} y_{t^4} \quad (30)$$

$$y(x, t-k) = y(x, t) - k y_t + \frac{k^2}{2!} y_{t^2} - \frac{k^3}{3!} y_{t^3} + \frac{k^4}{4!} y_{t^4} \quad (31)$$

(28)式+(29)式

$$y(x+h, t) - 2y(x, t) + y(x-h, t) = h^2 y_{x^2} + \frac{h^4}{12} y_{x^4} \quad (32)$$

(30)式+(31)式

$$y(x, t+k) - 2y(x, t) + y(x, t-k) = k^2 y_{t^2} + \frac{k^4}{12} y_{t^4} \quad (33)$$

ここで、(26)式より

$$y_{t^2} = c^2 y_{x^2}, \quad y_{t^4} = c^4 y_{x^4} \quad (34)$$

となる。

したがって(34)式を(33)式に代入すると、

$$y(x, t+k) - 2y(x, t) + y(x, t-k) = c^2 k^2 y_{x^2} + \frac{c^4 k^4}{12} y_{x^4} \quad (35)$$

$$(35)式 - (32)式 \times \frac{c^2 k^2}{h^2}$$

$$y(x, t+k) - 2y(x, t) + y(x, t-k) - \frac{c^2 k^2}{h^2} \times [y(x+h, t) - 2y(x, t) + y(x-h, t)] = \frac{h^2 c^2 k^2}{12} \left(\frac{c^2 k^2}{h^2} - 1\right) y_{x^4} \quad (36)$$

ここで、 $k=h/c$ とおくと

$$y(x, t+k) = y(x+h, t) + y(x-h, t) - y(x, t-k) \quad (37)$$

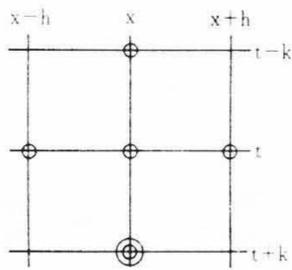
このように斉次方程式(26)式の差分形式による表現は(37)式となる。

(35), (36)式および(26)式より電線の運動方程式の差分形式表現は次のようになる。

$$\frac{w}{gk^2} [y(x, t+k) - 2y(x, t) + y(x, t-k)] - \frac{T(t)}{h^2} [y(x+h, t) - 2y(x, t) + y(x-h, t)] = f(x, t) \quad (38)$$

(38)式より第5図のようなメッシュをとると時間 t の y の値より (t+k) の y の値を次式によって求めることができる。

$$y(x, t+k) = \frac{g}{w} k^2 f(x, t) + 2y(x, t) - y(x, t-k) + \frac{g}{w} \cdot \frac{k^2}{h^2} T(t) [y(x+h, t) - 2y(x, t) + y(x-h, t)] \quad (39)$$



第5図 メッシュ

初期条件 $y(x, 0) = y(x, k) = 0$

境界条件 $y(0, t) = y(l, t) = 0$

ただし電磁力は,

$$f(x, t) = 1.0204 \times 10^{-8} \frac{I(t)^2}{2(y_0 - y)} \quad \left. \begin{array}{l} y < y_0 - r_c \\ y = y_0 - r_c \end{array} \right\} \dots (40)$$

$$= 0$$

安定領域は

$$k \leq \sqrt{\frac{w}{gT}} h \dots (41)$$

電流は

$$I(t) = \frac{I_s \varepsilon^{\rho t}}{n} \quad (t \leq t_m)$$

$$= I_m \quad (t > t_m)$$

3.4 スペーサにかかる電磁力の計算

(39)式より任意の時間における電線の運動が得られると、これに基づいてスペーサにかかる電磁力が得られる。

スペーサの両側に電線があるものとして、スペーサにかかる電磁力を求めると、メッシュ h の幅を十分小さくとれば、第6図に示すように次の近似式が成り立つ。

$$F_s(t) = 2 T(t) (\sin \theta)_{x=0} \doteq 2 T(t) \left(\frac{dy}{dx} \right)_{x=0}$$

$$\doteq 2 T(t) \frac{[y(1, t) - y(0, t)]}{h} = 2 T \cdot \frac{y(1, t)}{h} \dots (43)$$

ここで張力は

$$T(t) = T_0 + EA \frac{\Delta l}{l} \dots (44)$$

伸びは

$$\Delta l = \int_0^l \sqrt{1 + \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)^2} dx - l_0$$

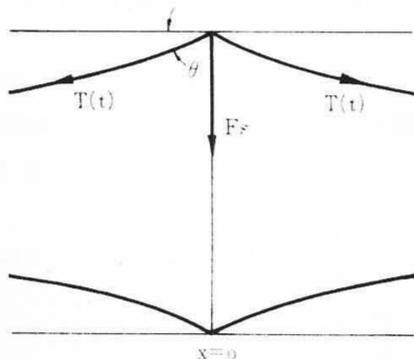
$$\doteq \sum \sqrt{h^2 + [y(x+h, t) - y(x, t)]^2} \dots (45)$$

ここで l_0 は弛度を考えた電線の初期長さで次のように表わされる。

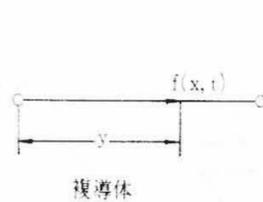
$$l_0 = \frac{l}{S} \left(S + \frac{1}{6} \cdot \frac{w^2}{T^2} S^3 + \frac{1}{120} \cdot \frac{w^4}{T^4} S^5 \right) \dots (46)$$

もし電線が電磁力によって相互に吸引され変位して伸びても、その伸びが初期弛度による伸び ($l_0 - l$) よりも小さければ $\Delta l = 0$ である。

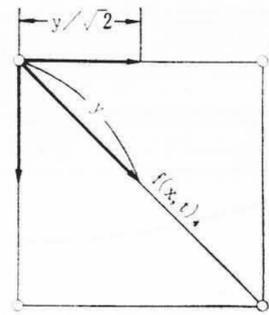
以上は複導体の場合であるが4導体の場合は第7図よりわかるように、対角方向の距離が $\sqrt{2}$ 倍になるので、電磁力を力学的に合成すると、



第6図 スペーサにかかる力

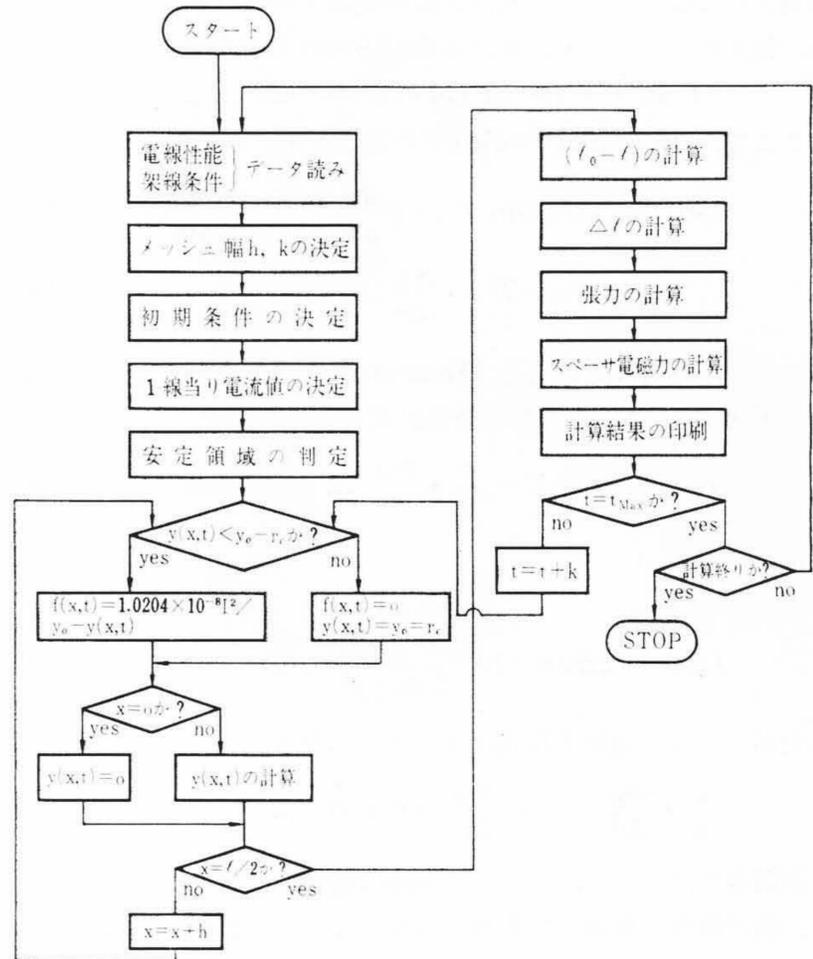


複導体



4導体

第7図 4導体への適用



第8図 短絡電磁力計算のフローチャート

$$f(x, t)_4 = k \frac{I(t)^2}{(y_0 - y)} + k \frac{\sqrt{2} I(t)^2}{\frac{y_0 - y}{\sqrt{2}}} = k \frac{3 I(t)^2}{y_0 - y} \dots (47)$$

ただし

$$k = 1.0204 \times 10^{-8}$$

となる。したがって

$$\left. \begin{array}{l} I(t) \rightarrow \sqrt{3} I(t) \\ r_c \rightarrow \sqrt{2} r_c \\ y_0 \rightarrow \sqrt{2} y_0 \end{array} \right\} \dots (48)$$

とおくと複導体と等価となる。

3.5 計算のフローチャート

実際の計算にあたっては次のようにする。

- (1) 電線は $x=l/2$ の点を軸にして左右対称であるから $x=0 \sim l/2$ の範囲でメッシュをとり計算する。
- (2) 時間幅は(41)式の条件を満足するようにメッシュをとる。
- (3) 電線の変位、電流値、伸びなどはそれぞれの条件を考慮して決定する。

計算のフローチャートを示すと第8図のようである。

4. 計算結果

4.1 実験値との比較

実験値と比較するため、日立電線株式会社の行なった 240 mm^2

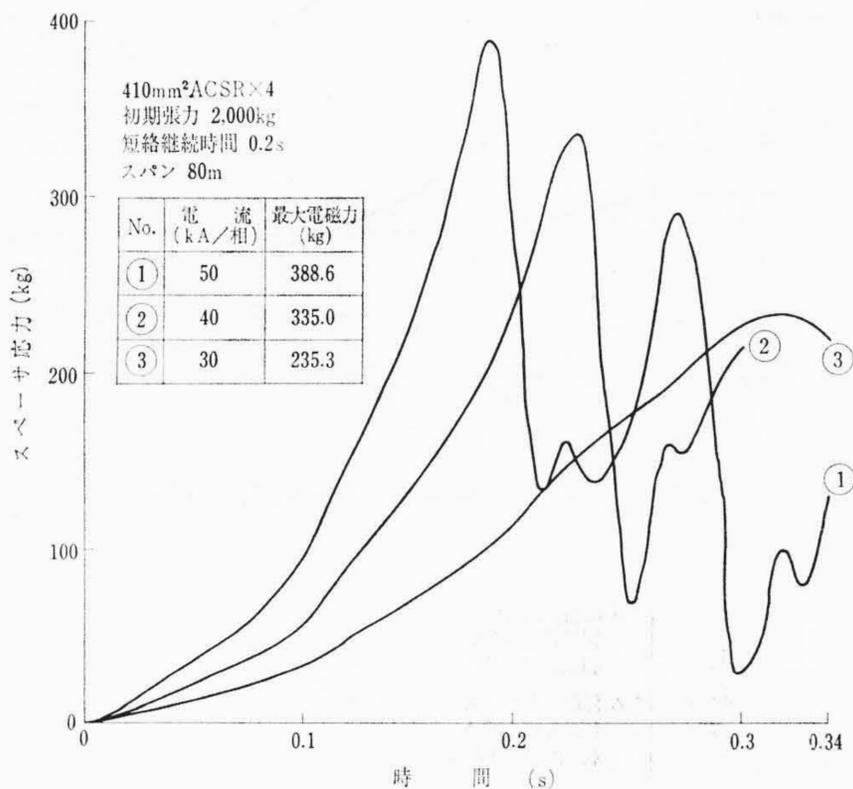
第1表 スパーサ応力の計算値と実験値

ACSR サイズ× 導体数 (mm ²)	短絡電流 (kA/相)	短絡継続 時間 (s)	過渡電流 減衰率 (1/s)	初期張力 (kg)	スパーサ 間隔 (m)	スパン (m)	スパーサにかか る力 (kg)	
							実験値	計算値
240×4	18.3	0.144	0.585	1,600	80	350	72.7	72.6
330×2	14.7	0.1392	0.942	1,600	40	350	73.5	87.4

第2表 計算条件と電磁力

No.	ACSR サイズ× 導体数	短絡電流 (kA/相)	初期張力 (kg)	短絡 継続時間 (s)	スパーサ 間隔 (m)	最大電磁力 (kg)		
						Digital法	Atwood法	Manuzio法
1	410×4	50	2,000	0.20	80	388.6	412.7	318.0
2	410×4	50	2,000	0.15	80	334.4	—	—
3	410×4	50	2,000	0.10	80	260.0	—	—
4	410×4	50	1,000	0.20	80	260.0	332.0	224.0
5	410×4	50	3,000	0.20	80	540.8	483.3	388.0
6	410×4	40	2,000	0.20	80	335.0	324.2	255.0
7	410×4	30	2,000	0.20	80	235.3	238.3	191.0
8	410×4	50	2,000	0.20	40	588.0	446.9	—
9	410×4	50	2,000	0.20	60	459.4	425.1	—
10	330×2	20	2,000	0.20	80	202.7	216.0	150.0
11	330×2	20	2,000	0.15	80	164.8	—	—
12	330×2	20	2,000	0.10	80	127.2	—	—
13	330×2	20	1,000	0.20	80	114.5	165.8	106.3
14	330×2	20	3,000	0.20	80	286.9	257.8	184.0
15	330×2	15	2,000	0.20	80	144.5	159.7	112.5
16	330×2	25	2,000	0.20	80	255.1	273.5	187.5
17	330×2	20	2,000	0.20	40	305.0	226.7	—
18	330×2	20	2,000	0.20	60	240.9	219.6	—

注：(1) スパンはすべて 350 m
(2) Atwood 法, Manuzio 法は永久短絡条件である。



第9図 410 mm² ACSR 4 導体スパーサ応力の変化

ACSR 4 導体, 330 mm² ACSR 2 導体の値を使用して⁽¹⁾⁽²⁾, 実験と同一条件で計算した結果を第1表に示す。

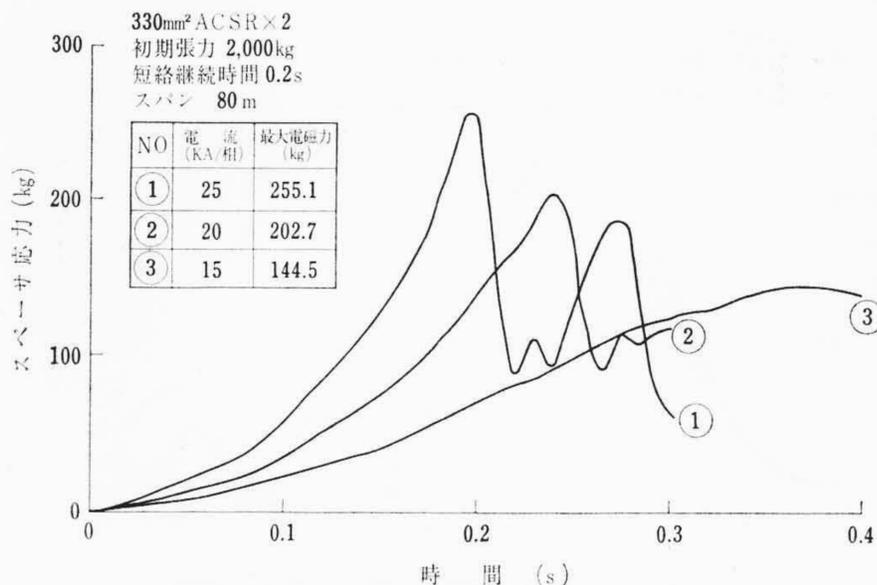
この計算結果でもわかるように, 両者はよく一致しており, この方法により電磁力が推定できると思われる。

4.2 計算結果とその考察

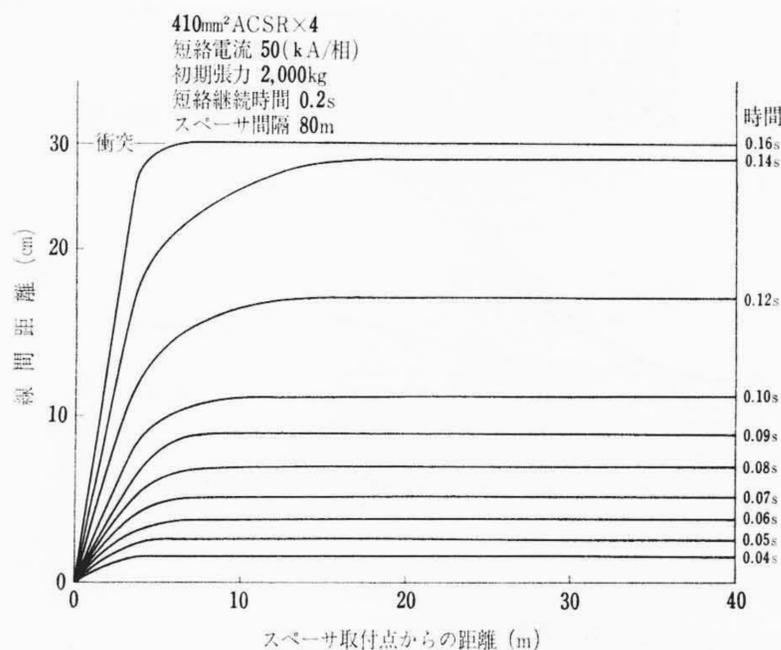
代表的なサイズとして 330 mm² ACSR 複導体, 410 mm² ACSR 4 導体について電流継続時間, 初期張力, スパーサ間隔をいろいろに変えて計算した。計算条件とスパーサにかかる最大電磁力を第2表に示す。参考として前述の Atwood 法, Manuzio 法でも計算したのでその結果を併記する。

第9, 10 図に時間に対するスパーサ応力の変化の一例を示す。

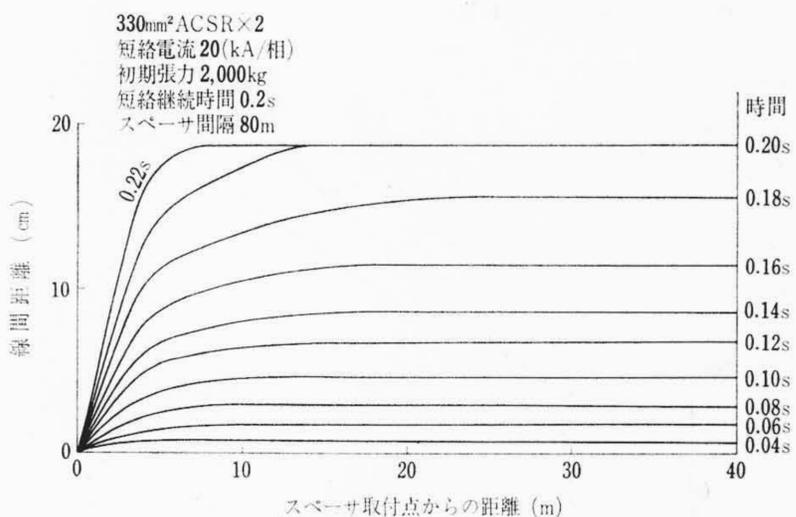
短絡時の 2 個のスパーサ間の電線の形状は第11~14 図に示すよ



第10図 330 mm² ACSR 複導体スパーサ応力の変化



第11図 410 mm² ACSR 4 導体の電線の運動

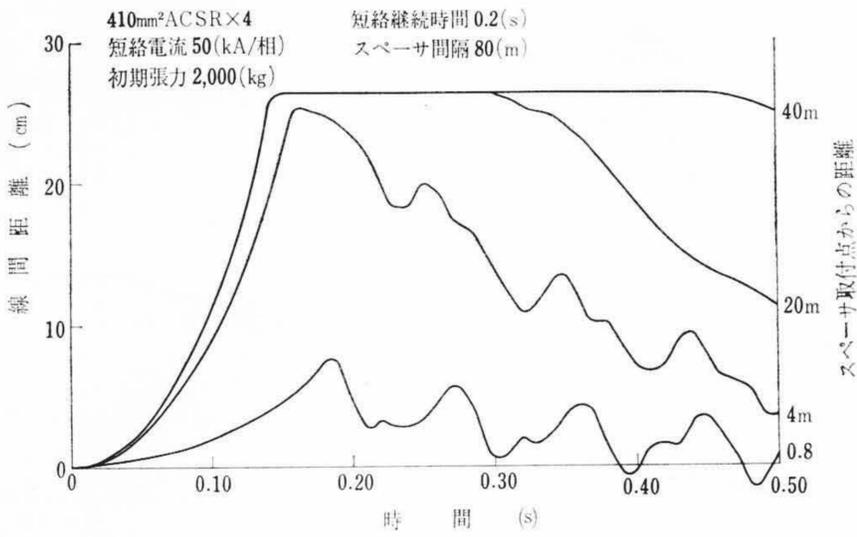


第12図 330 mm² ACSR 2 導体の電線の運動

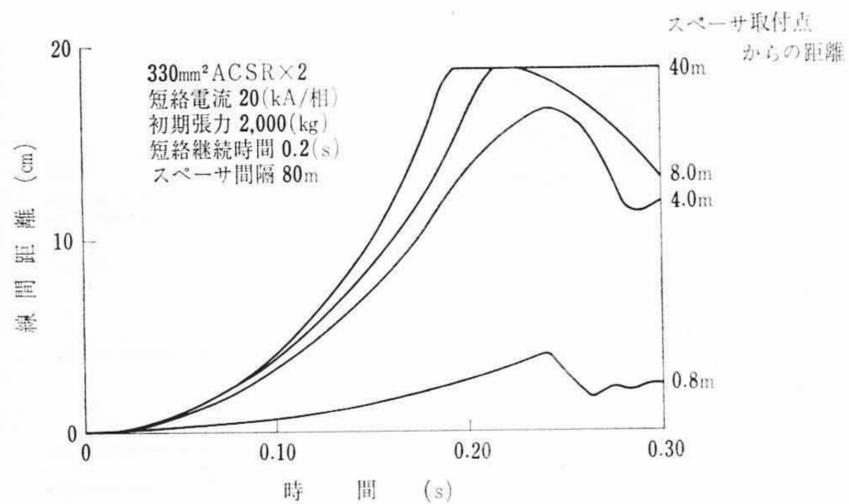
うにスパーサ付近の動きの変化が大きく, 中央部は一定区間が同時に変位する。

スパーサ応力は短絡電流とともに増加する。その様子を第15図に示す。Atwood 法, Manuzio 法とも電流に直線的に比例して応力が増加しているが, 今回の Digital 法は電流が増加するにつれ飽和する傾向を示している。これは電流が増加しても電線が完全に接触してしまえば, 張力があまり増加しないことから推測される。

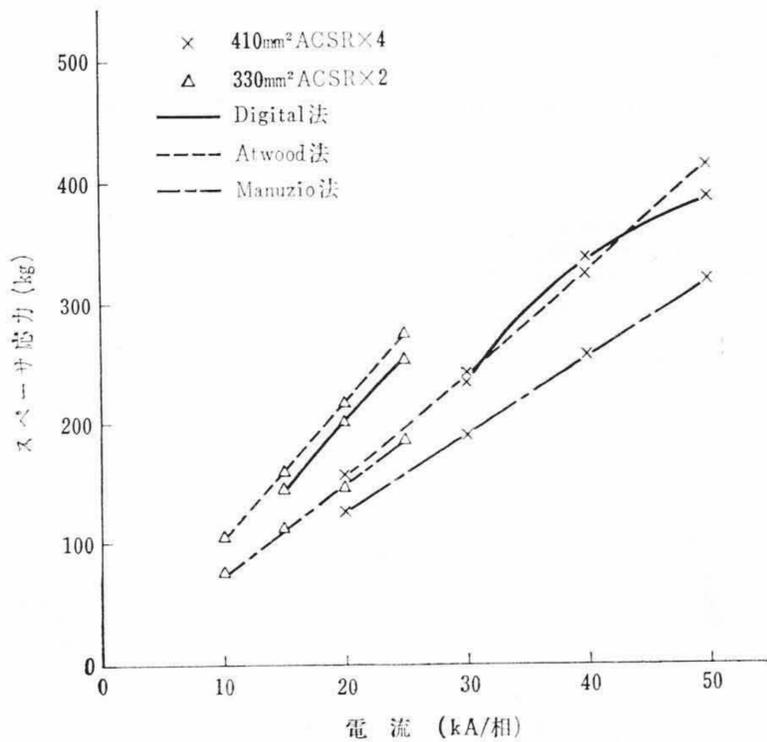
第16図に初期張力によるスパーサ応力の変化を示す。各方法とも初期張力が増加するにつれ応力は増加しているが, Digital 法の増加の割合が大きい。



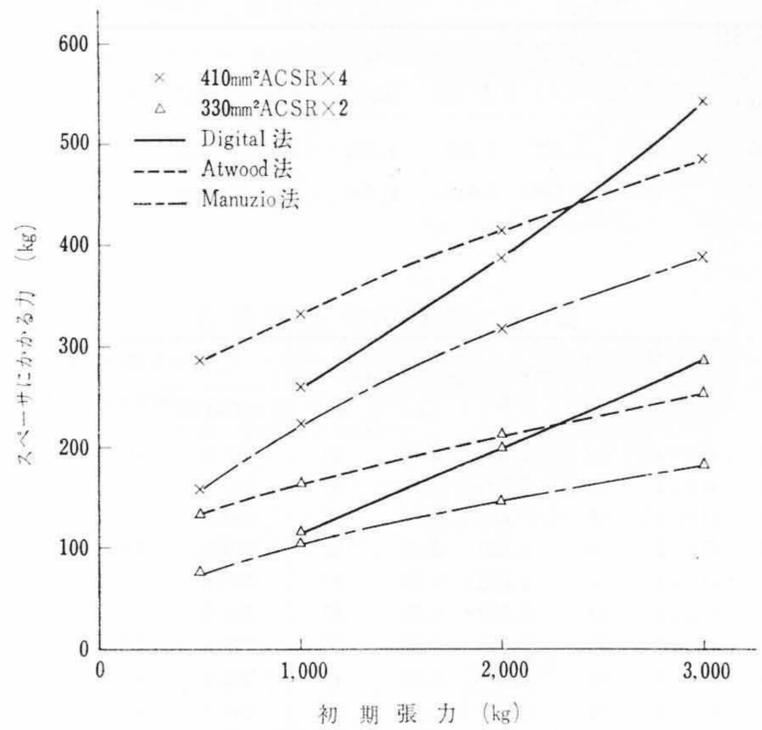
第13図 410 mm² ACSR 4 導体の電線の運動



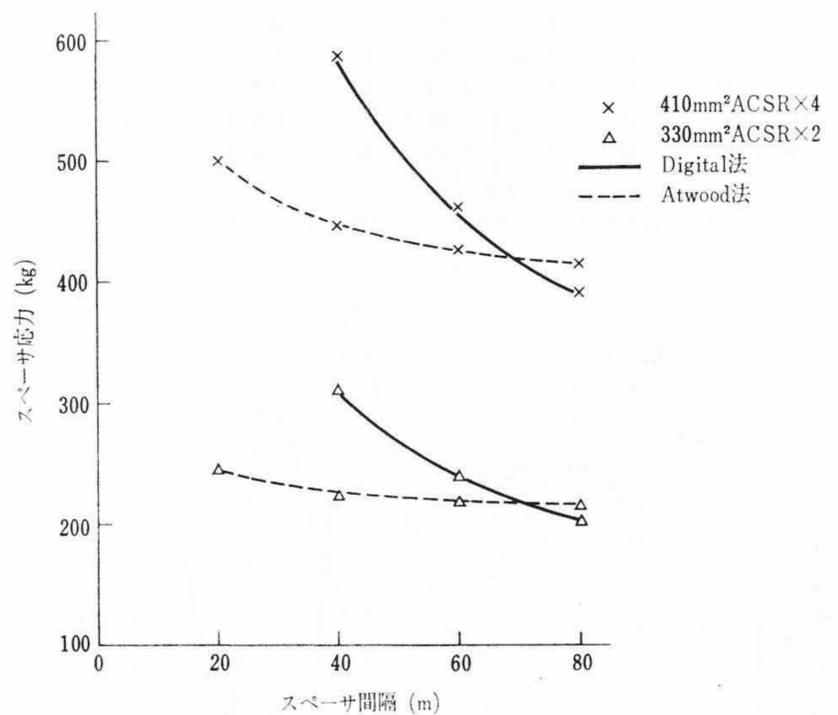
第14図 330 mm² ACSR 複導体の電線の運動



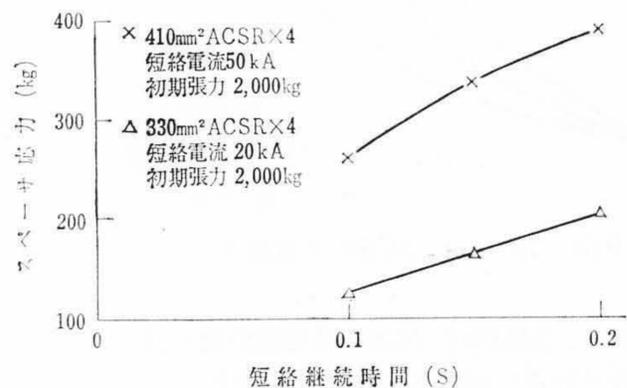
第15図 短絡電流とスぺーサ応力の関係



第16図 初期張力とスぺーサ応力の関係



第17図 スぺーサ間隔とスぺーサ応力の関係



第18図 短絡継続時間とスぺーサ応力の関係

次にスぺーサ間隔の影響は第17図のようになる。スぺーサ間隔が大きくなるにつれ応力は小さくなっている。

短絡時間の影響を第18図に示す。短絡時間が増加するにつれ、応力を増加し飽和の傾向を示している。従来の計算では短絡時間の影響は無視されていたが大きな影響があることがわかる。

計算によるとたとえば410 mm² ACSR 4 導体で短絡電流 50 kA, 短絡継続時間 0.2 s, 初期張力 2,000 kg, スぺーサ間隔 80 m の場合最大電磁力は 388.6 kg, また 330 mm² ACSR 2 導体で短絡電流 20 kA, 短絡継続時間 0.2 s, 初期張力 2,000 kg, スぺーサ間隔 80 m

の場合最大電磁力は 202.7 kg になる。したがってこれらの力に耐えるようなスぺーサを設計する必要がある。

5. 結 言

従来解くことのできなかった短絡時の電線運動についての弛度を考慮した偏微分方程式を、電子計算機を利用してデジタル計算を行なった。結果をまとめると次のようになる。

- (1) 実験と同一条件で計算した結果、実験値と計算値はだいた

い一致した。大規模な実験によらなくても、この計算方法でスペーサにかかる電磁力を推定できるようになった。

- (2) 短絡中の電線の形状はスペーサ付近の動きが大きく、中央部は一定区間同時に変位を生ずる。
- (3) 短絡時スペーサにかかる応力は電流によって増加するが、ある値を越えると飽和する傾向がある。
- (4) スペーサにかかる応力は初期張力に比例して増加し、また短絡継続時間が長くなるにつれ増加することがわかった。この短絡継続時間は従来の計算では考慮されていなかったが、電磁力に大きな影響をもつことが認められた。
- (5) 410 mm² ACSR 4 導体で、短絡電流 50 kA、短絡継続時間 0.2 s、初期張力 2,000 kg、スペーサ間隔 80 m の場合最大電磁力は 388.6 kg、330 mm² ACSR 2 導体で短絡電流 20 kA、短絡継続時間 0.2 s、初期張力 2,000 kg、スペーサ間

隔 80 m の場合最大電磁力は 202.7 kg になる。したがってこれらの力に耐えるスペーサを設計する必要がある。

終わりに本研究を行なうにあたり、種々ご指導いただいた日立電線株式会社日高工場高橋部長、乗松主任研究員、橋本課長、星野氏に深く感謝する。

参 考 文 献

- (1) 林, 鈴木, 山本, 山崎: 日立評論別冊 28, 3 (昭 33)
- (2) 山本, 福田, 星野, 永野: 日立評論別冊 35, 1 (昭 35)
- (3) A. T. Atwood: T. A. I. E. E. Pt. 3, 81, 153 (June 1962)
- (4) Caterina Manuzio: Cigre Study Committee Report-6-63-13 (May 1963)
- (5) R. J. Owens: E. L. P., 124 (Nov. 15, 1959)
- (6) J. R. Ruhlman: T. A. I. E. E. Pt. 3, 82, 750 (Oct. 1963)
- (7) 犬井: 偏微分方程式, コロナ社 p. 351~352 (1957)
- (8) 乗松: 数値計算法, 電気書院 p. 233~234 (1958)



特許 第 416149 号

特 許 の 紹 介



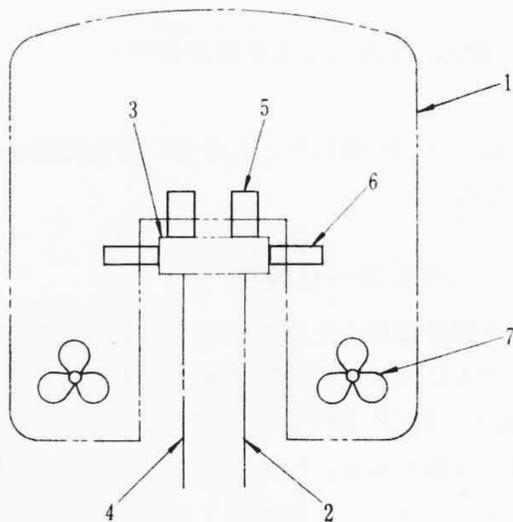
永 弘 太 郎・小 橋 正 人

水 陸 両 用 車 両

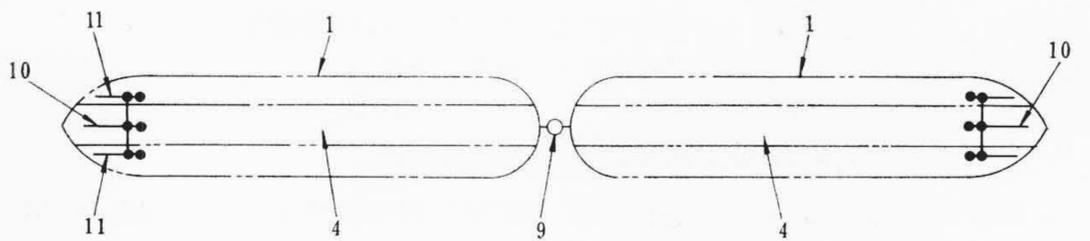
この発明は陸上走行時において連結車両として曲線通過を容易にするとともに水上航行時においても連結状態で航行を可能にした水陸両用車両に関するものである。

図示の実施例において 1 は支柱 2 に支持された軌道 3 にまたがる凹部 4 を設けた浮体よりなる本体、5 は軌道 3 上に本体 1 を支持する走行車輪、6 は軌道 3 の両側面に設けられた案内車輪、7 は水上航行用の推進機、9 は本体 1, 1 を連結した連結器、10 は左右の舵 11, 11 を操舵する操舵装置、12 は当金 13, シリンダ 14, ピストン 15 よりなる連結部固定装置である。しかして陸上を走行する場合には本体 1 は走行車輪 5 を介して軌道 3 にまたがって走行し案内車輪 6 により案内される。この場合第 3 図のものにおいては連結部固定装

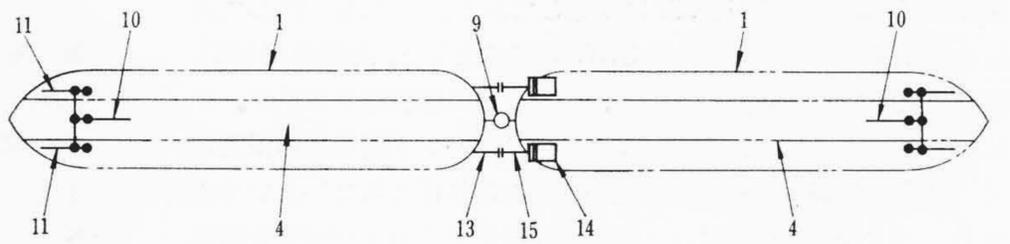
置 12 のシリンダ 14 内の圧力流体を排出してピストン 15 を自由にしておくことにより、連結器 9 の運動を妨げることなく容易に曲線を通することが出来る。水上を航行する場合には推進機 7 により航行し、第 2 図のものにおいては本体 1, 1 の両端に設けた操舵装置 10, 10 を連動させておくことにより系統だった操舵を行なうことができる。また第 3 図のものにおいては連結部固定装置 12 のシリンダ 14 内に圧力流体を供給してピストン 15 を当金 13 に衝接しておくことにより本体 1, 1 は一体化され、本体 1, 1 の一端あるいは両端で操舵を行なうことができる。したがって連結した状態で陸上および水上を運行することができる。



第 1 図



第 2 図



第 3 図