

Comparación de métodos de cálculo de la ampacidad en conductores aéreos tipo ACSR

Carlos Garrido Suárez, Antonio Fernández Otero y Andrés Feijóo Lorenzo

Departamento de Ingeniería Eléctrica

E.T.S.I.I., Universidad de Vigo

Campus Universitario de Marcosende, 36310 Vigo (España)

Tel.:+34 986 812600, fax:+34 986 812173, e-mail: garridos@uvigo.es, afotero@uvigo.es,

afeijoo@uvigo.es

Resumen. El estudio de la ampacidad en conductores aéreos es de enorme interés para saber las condiciones máximas de explotación de líneas aéreas, sobre todo bajo situaciones de sobrecarga y cortocircuitos. El cálculo para conductores tipo ACSR presenta inconvenientes que sólo pueden soslayarse utilizando métodos de análisis numérico. Aunque en la literatura hay diferentes propuestas sobre el tema, en este trabajo presentamos un modelo basado en diferencias finitas que ha dado buenos resultados en la simulación al compararlos con medidas reales sobre conductores. El modelo nos permite investigar el comportamiento de los conductores bajo diferentes supuestos, así como compararlo con otros modelos y analizar la bondad de los mismos.

Palabras llave: ampacidad, conductores aéreos, conductores ACSR, análisis térmico.

1. Introducción

Debido al incremento de la demanda, a la cada vez más difícil posibilidad de construir nuevas líneas eléctricas y a buscar la máxima optimización en el servicio, las líneas aéreas de transporte de energía presentan un grado de utilización elevado, que en horas punta de demanda alcanza en muchos casos el límite para el que han sido diseñadas. Ante situaciones de emergencia (sobrecarga, cortocircuitos), es necesario actuar sobre la línea para evitar que la misma pueda deteriorarse. Para establecer una política adecuada en casos de emergencia, es necesario conocer con bastante precisión la carga máxima (ampacidad) que la línea puede soportar y el tiempo durante el cual dicha carga puede mantenerse. La duración y el valor de la intensidad que puede soportar una línea ante un cortocircuito o sobrecarga depende de la temperatura que se alcanzan en los conductores.

En el curso de las últimas décadas han aparecido algunos trabajos [1]-[4] que tratan de estudiar este problema utilizando distintas técnicas numéricas. No obstante, los

modelos propuestos hacen simplificaciones que pueden conducir a errores en la estimación de la temperatura y, por tanto, en el cálculo de la duración máxima de la emergencia que pueden soportar los conductores.

Por otra parte, el grupo de trabajo 22.12 de la CIGRE [5] ha propuesto para este tema diferentes modelos analíticos que pueden ser utilizados para determinar la ampacidad en conductores aéreos de tipo ACSR. Estos modelos, al ser formulados teniendo en cuenta diferentes parámetros de los elementos componentes del conductor, ofrecen resultados dispares, con lo cual son de difícil aplicación práctica ya que no se establece ningún criterio útil sobre cual de los modelos puede ser más adecuado a cada caso.

El incremento térmico se debe a la circulación de la corriente por los conductores (efecto Joule). No obstante, la corriente no tiene una distribución homogénea en toda la sección del conductor, ya que, debido al efecto pelicular o skin, la densidad de corriente es superior en la zona externa del conductor que en su zona más interna. Por otra parte, en los conductores de composición mixta (núcleo de acero rodeado de aluminio, tipo ACSR), la resistividad de los materiales es diferente, motivando también una modificación en la distribución de la densidad de corriente. Además, en el caso del acero se genera calor debido a la circulación de intensidades inducidas por campos magnéticos. Todo ello hace que el cálculo de la distribución real de la densidad de corriente pueda complicarse.

Las propiedades de los materiales que componen el conductor son función de su temperatura. Ello motiva que al variar la resistencia eléctrica de los componentes del conductor, varíe también la distribución de la densidad de corriente y, por tanto, el calor generado por efecto Joule. Por otra parte, para un cálculo riguroso, es necesario considerar las pérdidas por convección de calor al medio circundante.

Teniendo en cuenta lo anterior, el problema sólo puede ser abordado mediante técnicas numéricas con el fin de resolver de forma simultánea la ecuación de distribución

de la densidad de corriente y la ecuación de difusión térmica. En nuestro caso, el modelo desarrollado, utiliza el método de las diferencias finitas. Con objeto de alcanzar una mayor precisión, las ecuaciones anteriores se plantean en coordenadas polares utilizando un paso de discretización variable. Considerando que los coeficientes del sistema de ecuaciones dependen de la solución y que se obtienen términos no lineales, el sistema se resuelve mediante el método de Gauss-Seidel sobrerrelajado.

2. Modelado del problema

Los conductores aéreos tipo ACSR presentan una sección similar a la que se muestra en la figura 1. Un núcleo central normalmente de acero (función de soporte de tensiones mecánicas) es rodeado por un elemento conductor de aluminio. Tanto el núcleo como la sección conductora están (o pueden estar) formados por varios alambres.

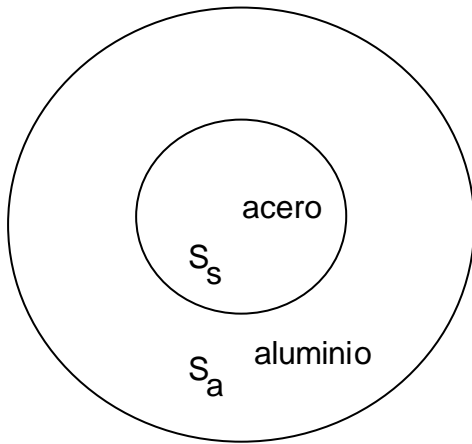


Fig. 1. Sección típica de un conductor ACSR.

Para obtener la distribución de la densidad de corriente J , es necesario obtener la distribución del campo eléctrico E en el interior del conductor y relacionarlo con la densidad de corriente a través de la ecuación $J=\sigma E$, siendo σ la conductividad eléctrica. A partir de las ecuaciones de Maxwell [6], se deduce la ecuación que debe satisfacer el campo eléctrico E y, por tanto, la densidad de corriente:

$$\begin{aligned} \Delta E - \mu\sigma \frac{\partial E}{\partial t} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} &= 0 \Rightarrow \\ \Delta J - \mu\sigma \frac{\partial J}{\partial t} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 J}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

Siendo μ la permeabilidad magnética y ϵ la permitividad eléctrica. Teniendo en cuenta que el campo, y por tanto la densidad de corriente J , varían de forma sinusoidal con el tiempo y que presentan simetría axial, aplicando el método de las magnitudes complejas, obtenemos:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_0}{\partial r} \right) - \mu \left(j\omega\sigma - \omega^2\epsilon \right) E_0 = 0$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial J_0}{\partial r} \right) - \mu \left(j\omega\sigma - \omega^2\epsilon \right) J_0 = 0 \quad (2)$$

siendo j la unidad imaginaria y ω la frecuencia angular. E_0 y J_0 representan las amplitudes complejas del campo eléctrico y de la densidad de corriente eléctrica respectivamente. Para la resolución de la ecuación anterior es necesario tener en cuenta las condiciones de contorno: la continuidad del campo eléctrico en los dos medios y su valor en la frontera exterior y la relación entre la intensidad total I y la densidad de corriente. Esto nos permite obtener para la frontera entre ambos materiales y como condición global para la densidad de corriente:

$$\frac{J_{0s}}{\sigma_s} = \frac{J_{0a}}{\sigma_a}, \quad I = \int (J_{0s} \cdot dS_s + J_{0a} \cdot dS_a) \quad (3)$$

donde los subíndices "s" y "a" se refieren respectivamente a los valores de las variables en el hierro y en el aluminio.

Para obtener la temperatura en el conductor es necesario resolver la ecuación de difusión del calor (considerando la variabilidad de la conductividad térmica con la temperatura), la cual en coordenadas cilíndricas viene dada por:

$$dC_p \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{K}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + K \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{r^2 \partial \theta^2} \right] + \frac{\partial K}{\partial T} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{r \partial \theta} \right)^2 \right] + Q \quad (4)$$

siendo d la densidad, C_p el calor específico y K la conductividad térmica. Q representa el calor generado por unidad de tiempo y unidad de volumen debido a la densidad de corriente J y viene dada por $Q = \rho J^2$, siendo ρ la resistividad eléctrica del material. Tanto C_p como K pueden variar de punto a punto con la temperatura.

La ecuación anterior, resuelta en ambos materiales, presenta las siguientes condiciones de contorno:

- En la superficie de separación entre el aluminio y el aire se considera las pérdidas por convección, por lo que la temperatura en dicha superficie se obtiene teniendo en cuenta la ley de Newton:

$$\nabla(KT) = -h(T-T_A) \quad (5)$$

siendo h el coeficiente de convección ($W/m^2 \text{ } ^\circ C$), T la temperatura en la superficie, y T_A la temperatura del aire. El coeficiente de convección depende de la velocidad del viento por lo que puede variar de punto a punto en el contorno del conductor.

- En la separación entre los dos materiales del conductor se cumple la continuidad del flujo calorífico en la superficie de separación:

$$K_s \frac{\partial T}{\partial l} = K_a \frac{\partial T}{\partial l} \quad (6)$$

siendo \mathbf{l} la normal a la superficie de separación, y K_s y K_a representan las conductividades térmicas del acero y aluminio respectivamente. Así mismo, la temperatura en ambos medios en los puntos frontera ha de ser la misma.

Aunque a priori pudiese parecer que la geometría ensayada presenta simetría axial, las condiciones de contorno para la superficie exterior pueden variar de punto a punto por lo que es necesario conservar la variable angular en el cálculo térmico.

Para resolver la ecuación del campo eléctrico y la ecuación de difusión del calor de forma simultánea, se sustituyen las derivadas parciales por su aproximación en diferencias finitas [7]. Para ello se realizan un mallado o partición de variables discretas (i,j) en el dominio bajo estudio y que se representa en la figura 2

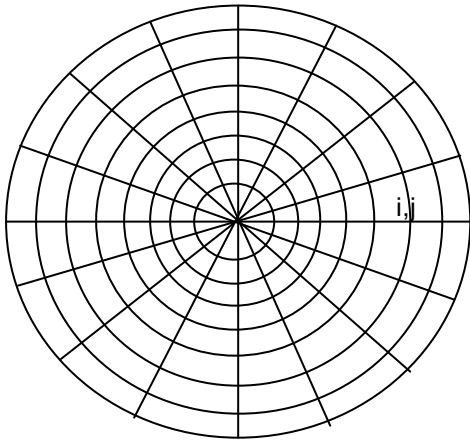


Fig. 2. Mallado discreto de la sección de un conductor ACSR usado en el Método de Diferencias Finitas.

Para una mayor precisión del método, se utiliza una discretización en r de paso variable. La discretización en r disminuye con el incremento del radio. Para la densidad de corriente J_0 se obtiene:

$$\frac{1}{2r} \left[\frac{J_{i,j} - J_{i-1,j}}{\Delta r_1} + \frac{J_{i+1,j} - J_{i,j}}{\Delta r_2} \right] + 2 \frac{J_{i-1,j}}{\Delta r_1 (\Delta r_1 + \Delta r_2)} - 2 \frac{J_{i,j}}{\Delta r_1 \Delta r_2} + 2 \frac{J_{i+1,j}}{\Delta r_2 (\Delta r_1 + \Delta r_2)} - \mathbf{m}(\mathbf{j} \mathbf{s} \mathbf{w} - \mathbf{w}^2 \mathbf{e}) J_{i,j} = 0 \quad (7)$$

donde $J_{i,j}$ representa la densidad de corriente en el punto de coordenadas discretas i,j . Para resolver la anterior ecuación en ambos materiales, es necesario tener en cuenta las condiciones de contorno. Puesto que una de las condiciones es una condición global, se introduce un valor arbitrario de la densidad de corriente en la superficie del conductor. Se resuelve la ecuación con esta condición global arbitraria y una vez determinada la densidad de corriente se comprueba el valor obtenido de la intensidad I , modificándose la condición en la superficie y resolviendo de nuevo, hasta que el proceso converge. La condición inicial usada para la densidad de corriente en la superficie es el valor de la densidad de corriente que se obtendría si se desprecia el efecto skin, y

considerando que la densidad de corriente se distribuye en ambos materiales proporcionalmente a sus conductividades eléctricas.

Con la discretización, se obtiene para la Temperatura T :

$$\frac{K}{2r} \left[\frac{T_{i,j} - T_{i-1,j}}{\Delta r_1} + \frac{T_{i+1,j} - T_{i,j}}{\Delta r_2} \right] + 2K \frac{T_{i-1,j}}{\Delta r_1 (\Delta r_1 + \Delta r_2)} - 2K \frac{T_{i,j}}{\Delta r_1 \Delta r_2} + 2K \frac{T_{i+1,j}}{\Delta r_2 (\Delta r_1 + \Delta r_2)} + \frac{K}{r^2} \left[\frac{T_{i,j-1} - 2T_{i,j} + T_{i,j+1}}{\Delta \theta^2} \right] + \frac{1}{2} \frac{\mathbf{I} K}{\mathbf{I} T} \left[\left(\frac{T_{i,j}^0 - T_{i-1,j}^0}{\Delta r_1} \right)^2 + \left(\frac{T_{i+1,j}^0 - T_{i,j}^0}{\Delta r_2} \right)^2 \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\mathbf{I} K}{\mathbf{I} T} \left[\frac{T_{i,j+1}^0 - T_{i,j-1}^0}{2\Delta \theta} \right]^2 + Q = dC_p \frac{T_{i,j} - T_{i,j}^0}{\Delta t} \quad (8)$$

donde "i" y "j" representan, respectivamente, las variables discretas en las coordenadas r y θ . Teniendo en cuenta que la conductividad σ depende de la temperatura, para cada paso discreto de tiempo Δt se obtiene en primer lugar la densidad de corriente J . A continuación con los valores de J se calculan las nuevas temperaturas al final del intervalo. Considerando la variabilidad de los parámetros con la temperatura, el sistema de ecuaciones se resuelve mediante el método de Gauss-Seidel sobrerrelajado. Los términos no lineales se evalúan con la temperatura T^0 existente al inicio del intervalo discreto de tiempo Δt .

3. Resultados

En primer lugar, como un objetivo inicial de este trabajo es probar la influencia del efecto skin y de la permeabilidad magnética μ del acero sobre la distribución de la densidad de corriente en el conductor. De acuerdo con los resultados obtenidos, si se supone la misma permeabilidad magnética μ para el acero y el aluminio, la diferencia entre la densidad de corriente calculada y la densidad de corriente obtenida simplemente por una distribución proporcional de acuerdo a la conductividades eléctricas de cada material, es prácticamente despreciable. Esto nos confirma que el efecto skin es muy pequeño a la frecuencia industrial de 50 Hz. Sin embargo, el acero, dependiendo de su composición, presenta permeabilidades magnéticas relativas mucho mayores que la unidad, por lo tanto este parámetro puede afectar considerablemente a la distribución de la densidad de corriente. En la figura 3 se representa la densidad de corriente que se obtiene para un conductor tipo LA110 ACSR con una sección de 22 mm² de acero y una sección de 94.25 mm² de aluminio, para una intensidad de prueba de 960 A. Una de las curvas representa la densidad de corriente sin tener en cuenta el efecto skin, de tal forma que la densidad de corriente se distribuye entre el acero y el aluminio de forma proporcional a sus conductividades eléctricas. En el cálculo de las otras dos curvas, se ha considerado el efecto skin y con permeabilidades magnéticas de 200 y 1000 respectivamente para el acero. Como puede

observarse, el incremento de la permeabilidad magnética relativa, da lugar a una considerable disminución de la densidad de corriente en el acero y, por lo tanto, a un incremento de esta magnitud en el aluminio. Mientras la densidad de corriente se reduce considerablemente conforme el radio decrece en el acero, en el aluminio la densidad de corriente crece sólo ligeramente con el incremento del radio.

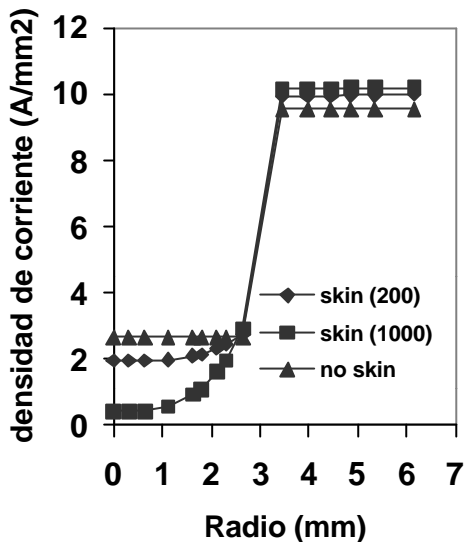


Fig. 3. Densidad de corriente en función del radio del conductor.

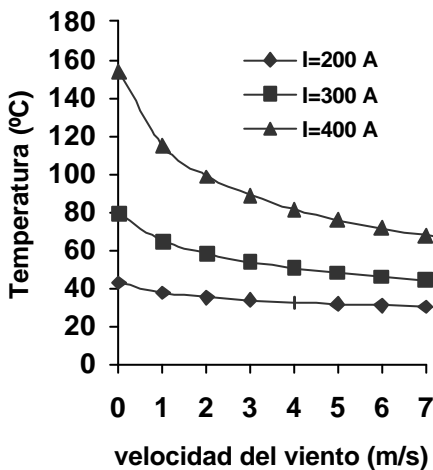


Fig. 4. Temperatura en la superficie del conductor en función de la velocidad del viento.

En condiciones estacionarias, la temperatura en el conductor depende en gran medida de las condiciones ambientales. Para ver la influencia de la velocidad de viento, el coeficiente de convección puede expresarse [8] como $h=7.38 + 1.92v^{0.75}$ W/°C.m², donde v es la velocidad del viento en m/s. La figura 4 muestra la temperatura en la superficie de un conductor en función de la velocidad del viento para tres intensidades diferentes. El conductor modelado se designa como 120/70 por la norma DIN 48 204. La temperatura ambiente es de 20°C. Como puede observarse, la

velocidad de viento influye en la temperatura del conductor enormemente, especialmente cuando la intensidad es alta. Así, mientras para 200 A la temperatura disminuye 14°C con el aumento en la velocidad del viento entre 0 y 7 m/s, para 400 A., la disminución de temperatura es mayor de 90°C. De lo anterior se desprende que es necesario considerar no solamente la temperatura ambiente sino también la velocidad del viento a fin de estimar la ampacidad.

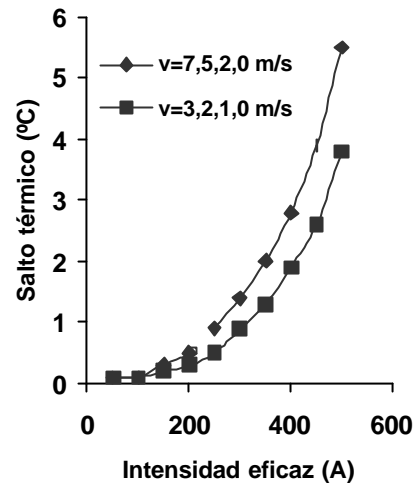


Fig. 5. Salto térmico en la superficie del conductor en función de la intensidad eficaz.

Con el fin de estudiar la influencia de la dirección y velocidad de viento sobre la temperatura del conductor, hemos supuesto que el viento es perpendicular al conductor con una velocidad determinada. Esta velocidad se reduce sobre el resto del contorno hasta ser nula en el punto diametralmente opuesto al de la incidencia de viento. La figura 5 representa la diferencia de temperaturas entre el punto más caliente (velocidad del viento nula) y el punto más frío (velocidad del viento máxima) de la superficie del conductor, en función de la intensidad de corriente. El tipo de conductor es igual que el de la figura previa y la temperatura ambiente es de 20°C. Puede verse que, en condiciones estacionarias, la diferencia de temperaturas en la superficie del conductor son inferiores a 6°C, a pesar de que alguna de las intensidades de corriente utilizadas (I>400 A) representa valores de sobrecarga de la línea. Para la corriente normal de carga las diferencias no sobrepasan 3°C.

Uno de los problemas más grandes para las compañías eléctricas es la interrupción en el servicio ocasionada por sobrecargas y cortocircuitos, ya que reduce la calidad del suministro eléctrico. Con el fin de reducir la interrupción del servicio al mínimo, es necesario saber, con la mayor precisión posible, el tiempo que la instalación puede mantener una temperatura segura sin provocar su envejecimiento prematuro. En otras palabras, el controlador de la red eléctrica necesita saber el tiempo que la instalación puede mantener un cortocircuito determinado de acuerdo a parámetros dados tal como la temperatura ambiente, la velocidad de viento, la temperatura del conductor antes del cortocircuito, etc. Para calcular la temperatura en el conductor durante un

cortocircuito se usan normalmente el modelo analítico adiabático [5] y, en algún caso, modelos analíticos [9] que incluyen el intercambio de energía con el medio exterior. Estos modelos simplificados ofrecen resultados que son bastantes distintos de los valores medidos experimentalmente [5]. Para que el presente modelo pueda usarse en el cálculo de la temperatura y la ampacidad, es necesario contrastarlo con medidas experimentales. La tabla I muestra los valores de la temperatura alcanzada en un conductor tipo AACSR 210 para valores diferentes de la corriente de cortocircuito después de transcurridos 350 ms desde el inicio del cortocircuito. Puede verse que los resultados obtenidos con nuestro modelo coinciden satisfactoriamente con los valores reales medidos. Según los datos reales disponibles, para 0.35 s, la temperatura ambiente es de 20°C.

Tabla I. temperatura calculada y medida para diferentes cortocircuitos en un conductor AACSR

Intensidad	T (°C) calculada t = 0.35 s	T (°C) medida t = 0.35 s
5 kA	21.6	21.5
11 kA	27.8	28
15 kA	34.7	35
21 kA	49.6	49.5
26 kA	66.7	67

Por otra parte, hemos considerado conveniente analizar las fórmulas propuestas por el grupo de trabajo WG22.12 de Cigre a fin de verificar la concordancia, tanto con nuestro modelo como con las medidas reales, así como verificar las diferencias fundamentales entre las fórmulas propuestas.

Como puede observarse en la fig. 6, las diferentes fórmulas propuestas por WG22.12 (marcadas como A, B, C y D) arrojan resultados dispares si se compara con los valores medidos. Por otra parte los resultados obtenidos con nuestro modelo coinciden con los resultados experimentales.

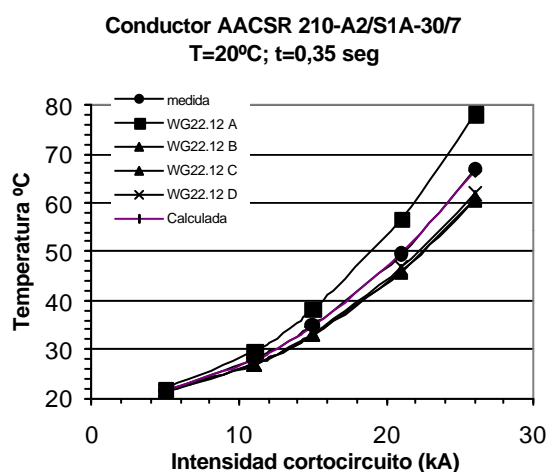


Fig. 6. Comparación con valores reales de la temperatura en la superficie del conductor en función de la intensidad.

También hemos considerado interesante en este trabajo estudiar la influencia que la distribución de la densidad de corriente puede tener en el resultado final del cálculo de la ampacidad. Para este análisis hemos realizado el cálculo considerando diferentes distribuciones de la densidad de corriente, partiendo de la distribución real ofrecida por las ecuaciones de Maxwell hasta una distribución uniforme independiente de la composición del conductor. Los resultados preliminares indican que solo en determinadas circunstancias, la distribución de corriente juega un papel fundamental en el cálculo de la ampacidad y la duración máxima que una situación de emergencia puede mantenerse.

4. Conclusiones

En este trabajo presentamos un modelo para calcular la ampacidad y temperatura en conductores aéreos tipo AACSR que permite su cálculo no solo en función del tiempo de duración del cortocircuito sino también en función de las condiciones ambientales y de la situación de carga previa del conductor. Los resultados obtenidos coinciden plenamente con los medidos. Por otra parte hemos contrastado que las propuestas del grupo WG22.12 de cigre sobre este tema no son muy adecuadas.

Referencias

- [1] J.F. Miñambres, J.J. Barandiarán, R. Alvarez-Isasi, M.A. Zorroza, I. Zamora and A.J. Mazón, "Radial temperature distribution in AACSR conductors applying finite elements", IEEE Trans. On Power Delivery, 14, pp. 472-478, 1999.
- [2] W.Z. Black, S.S. Collins and J.F. Hall, "Theoretical model for temperature gradients within bare overhead conductors", IEEE Trans. on Power Delivery, 3, pp. 707-715, 1988.
- [3] V.T. Morgan, "The radial temperature distribution and effective radial thermal conductivity in bare solid and stranded conductors", IEEE Trans. on Power Delivery, 5, pp. 1443-1452, 1990.
- [4] D.A. Douglass, "Radial and axial temperature gradients in bare stranded conductor", IEEE Trans. on Power Delivery, PWRD-1, pp. 7-15, 1986.
- [5] R. Stephen et al., "The thermal behaviour of overhead conductors", Électra, 185, pp. 74-87, 1999.
- [6] M.A. Plonus, Applied Electromagnetics, McGraw-Hill, New York (USA), (1980).
- [7] D. Euvrard, Résolution numérique des équations aux dérivées partielles, Paris: Ed. Masson, (1988).
- [8] Mitchell and O.N. Abdeñ-Hadi, "Temperature distribution around buried cables", IEEE Trans. Power Apparatus and Systems, PAS-98, pp. 1158-1166, 1979.
- [9] R. Stephen et al., "the thermal behaviour of overhead conductors, section 3: Mathematical model for evaluations of conductor temperature in the unsteady state", Electra, 174, pp. 58-69, 1997.