

無線周波電磁界に曝された損失球体内の温度上昇特性

藤原 修・飯野 浩二・加藤 一夫・阿座上 孝

電気情報工学科
(1988年9月3日 受理)

Characteristics of Temperature Rise inside Lossy Sphere exposed to Radio Frequency Electromagnetic Fields

Osamu FUJIWARA · Kohji IINO · Kazuo KATO and Takashi AZAKAMI

Department of Electrical and Computer Engineering

(Received September 3, 1988)

In accordance with the rapid increases of the wide utilization for the electromagnetic waves, the biological hazard to the human being has become a significant problem to immediately solve. This paper describes the characteristics of the stationary temperature rise inside the lossy sphere simulating a human head irradiated by the radio-frequency (RF) electromagnetic fields. A thermal response in the steady state has been analyzed by the heat conduction equation having the specific absorption rate (SAR) as the forced term. A method is also presented for obtaining the whole aspects of the spatial distribution of the stationary temperature rise. The numerical computations are made under the American National Standards Institute (ANSI) RF safety standard recommended in 1982. The quantitative relationships between the SAR and the stationary temperature rise are discussed.

1. まえがき

近年の電波利用の激増に伴い人体防護を目指す電波規制の認識が高まり、この種の検討が世界各国において盛んになされている^{1), 2)}。その発端は、1982年に改訂されたANSI (American National Standards Institute; 米国規格協会)無線周波安全基準にあらう。即ち、ANSIは、電磁波の生体影響に関する世界中の膨大な研究論文を精査した結果、「電磁波の人体影響は単位質量当りに吸収される電磁界の平均電力SAR (Specific Absorption Rate; 比吸収率)だけに依存する」との最終結論に達し、その基本指針に基づき旧電波安全基準をさらに厳しく改訂・勧告した³⁾ことで、世界各国に波紋を投げかけ、この方面の研究⁴⁾に拍車をかけたのである。

電磁波の人体影響を工学的側面から研究するには、人体機能の統轄中枢とされる頭部内のSARとこれに伴う温度上昇とを定量的に把握しておくことが重要である。人体頭部内におけるSARに関してはこれまで多方面に渡る研究⁵⁾が精力的に行われてきた。しかしながら、温度上昇についての研究は意外に少なく、例えば、空間分

布をSARのそれとの関係において論じた例⁶⁾はほとんどない。ましてや、改訂版ANSI電波安全基準レベルに対する温度上昇特性を定量的に論じた例も筆者らの知る限り見ない。本論文は、無線周波電磁界に曝された人体頭部内における温度上昇を損失球体モデルで解析し、改訂版ANSI電波安全基準下での上昇温度の具体的数値並びに空間分布のSARとの定量関係を示す。

2. 計算式

本論文は、文献6)にならって人体頭部を損失性均質球体(半径 a)で模擬し、これを平面波電磁界に曝した場合のSAR並びに上昇温度を解析の対象とする。この計算モデルを図1に示す。入射電界強度(実効値) E_0 [V/m]の平面波電磁界に曝された球体内のSARは、これを $\Phi(r, \theta, \phi)$ [W/kg]とすれば、

$$\Phi(r, \theta, \phi) = \sigma E_0^2 |F_t(r, \theta, \phi)|^2 / \rho \quad (1)$$

で与えられる。ここに、 σ は導電率[S/m]、 ρ は密度[kg/m³]である。 F_t は球体内部電界の無次元ベクトルであり、これはMieの公式⁷⁾から計算できるので(付録

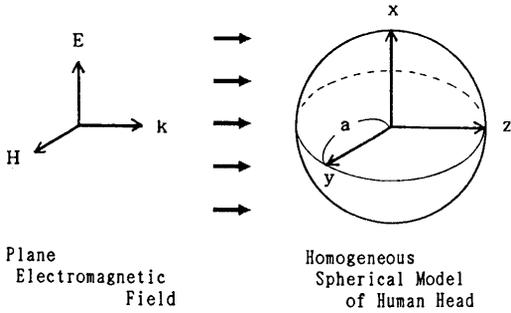


Fig. 1 Calculation model.

参照), 本論文の数値計算の際にはこれをそのまま適用する。

また, 式(1)の SAR を球体内部の発熱量とした球体内部の上昇温度も Burr らによりすでに導出されている⁸⁾。しかしながら, 彼らの解は特別な固有関数で導出されており, 数値計算に際してはプログラム化が極めて困難である。本論文では, 定常状態の温度上昇だけに注目するので, これを Burr らとは異なった方法で解析し, 数値計算の容易な形で新たに導出する⁹⁾⁻¹¹⁾。即ち, 定常での上昇温度を $u(r, \theta, \phi)$ [°C] とすれば, u は,

$$\kappa \Delta u - bu + \rho \Phi = 0 \tag{2}$$

$$\kappa (\partial u / \partial r) |_{r=a} = -Hu(a, \theta, \phi) \tag{3}$$

という熱伝導方程式を満足する。ここに, κ は熱伝導率 [W/m°C], b は単位時間に血流で運ばれる単位体積あたりの熱量 [W/m³C], H は熱伝達率 [W/m²C], Δ はラプラシアンである。いま, $u_0 = \sigma E_0^2 a^2 / \kappa$ [°C], $\Psi(r/a, \theta, \phi) = u(r, \theta, \phi) / u_0$ とおけば, 式(2), (3) は,

$$\Delta' \Psi - b' \Psi + |F_t|^2 = 0 \tag{4}$$

$$\partial \Psi / \partial (r/a) |_{(r/a)=1} = -(aH/\kappa) \Psi(1, \theta, \phi) \tag{5}$$

に変わる。ここで, $\Delta' = a^2 \Delta$, $b' = ba^2/\kappa$ である。

Ψ を球面調和関数¹²⁾で無限級数展開すれば,

$$\Psi = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} a_n^{(0)}(r/a) P_n(\cos \theta) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n a_n^{(m)}(r/a) \cos m \phi + b_n^{(m)}(r/a) \sin m \phi \} P_n^m(\cos \theta)$$

$$\{ a_n^{(m)}(r/a) \cos m \phi + b_n^{(m)}(r/a) \sin m \phi \} P_n^m(\cos \theta)$$

$$a_n^{(m)} = \beta_n^{(m)} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Psi P_n^m(\cos \theta) \cos m \phi \sin \theta d\theta d\phi$$

$$b_n^{(m)} = \frac{2n+1}{2\pi} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}$$

と表される。ここに, $P_n(\cos \theta)$ は Legendre 関数, $P_n^m(\cos \theta)$ は Legendre 陪関数である。展開係数 $a_n^{(m)}$, $b_n^{(m)}$

は未知数であり, これらを決定すれば Ψ が求まる。まず, 式(4)の Δ' を球座標 (r, θ, ϕ) で表示すると,

$$\frac{1}{(r/a)^2} \frac{\partial}{\partial (r/a)} \left((r/a)^2 \frac{\partial \Psi}{\partial (r/a)} \right) + \frac{1}{(r/a)^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{(r/a)^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \phi^2} - b' \Psi + |F_t|^2 = 0 \tag{6}$$

となるので, これに

$$P_n^m(\cos \theta) \cos m \phi \sin \theta d\theta d\phi$$

をかけ, θ と ϕ で積分する。但し, 積分遂行に際して

$$f_{n0}^{(m)}(r/a) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |F_t|^2 P_n^m(\cos \theta) \cos m \phi \sin \theta d\theta d\phi$$

とおくときは, 式(6)の第4項目の $b' \Psi$ は $b' a_n^{(m)}$, $b' b_n^{(m)}$, 第5項目の $|F_t|^2$ は $f_{n0}^{(m)}$, $g_{n0}^{(m)}$ となる。

式(6)の第1項は,

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{(r/a)^2} \frac{\partial}{\partial (r/a)} \left((r/a)^2 \frac{\partial \Psi}{\partial (r/a)} \right) P_n^m(\cos \theta) \cos m \phi \sin \theta d\theta d\phi = \left(\frac{\partial^2}{\partial (r/a)^2} + \frac{2}{(r/a)} \frac{\partial}{\partial (r/a)} \right) \frac{a_n^{(m)}}{b_n^{(m)}}$$

となる。式(6)の第2項目については, θ に関する積分が,

$$\int_0^\pi \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) P_n^m(\cos \theta) \sin \theta d\theta = \int_0^\pi \Psi \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial P_n^m}{\partial \theta} \right) d\theta$$

と計算される。ここで, 数学公式¹³⁾:

$$\sin \theta \frac{\partial P_n^m(\cos \theta)}{\partial \theta} = n \cos \theta P_n^m(\cos \theta) - (n+m) P_{n-1}^m(\cos \theta)$$

を用いれば,

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial P_n^m}{\partial \theta} \right) = \frac{m^2}{\sin \theta} P_n^m - n(n+1) \sin \theta P_n^m$$

を得るので, 式(6)の第2項は

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{(r/a)^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) P_n^m(\cos \theta) \times \cos m \phi \sin \theta d\theta d\phi = m^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{(r/a)^2 \sin^2 \theta} \Psi$$

$$P_n^m(\cos\theta) \times_{\sin m\phi}^{\cos m\phi} \sin\theta d\theta d\phi - \frac{n(n+1)}{(r/a)^2} \frac{a_n^{(m)}}{b_n^{(m)}}$$

となる。式(6)の第3項は、 $1/(r/a)^2 \sin\theta$ を除いた ϕ についての積分が、

$$\int_0^{2\pi} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \phi^2} \times_{\sin m\phi}^{\cos m\phi} d\phi = -m^2 \int_0^{2\pi} \Psi \times_{\sin m\phi}^{\cos m\phi} d\phi$$

となるので、

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{(r/a)^2 \sin^2\theta} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \phi^2} P_n^m(\cos\theta) \times_{\sin m\phi}^{\cos m\phi} \sin\theta d\theta d\phi$$

$$= -m^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{(r/a)^2 \sin^2\theta} \Psi P_n^m(\cos\theta) \times_{\sin m\phi}^{\cos m\phi} d\theta d\phi$$

と計算される。結局、式(6)に関する θ と ϕ の積分結果から、

$$\frac{d^2 a_n^{(m)}}{d(r/a)^2} + \frac{2}{(r/a)} \frac{d a_n^{(m)}}{d(r/a)}$$

$$+ \left(-b \cdot \frac{n(n+1)}{(r/a)^2}\right) a_n^{(m)} = -f_{n0}^{(m)} \quad (7)$$

$$\frac{d^2 b_n^{(m)}}{d(r/a)^2} + \frac{2}{(r/a)} \frac{d b_n^{(m)}}{d(r/a)}$$

$$+ \left(-b \cdot \frac{n(n+1)}{(r/a)^2}\right) b_n^{(m)} = -g_{n0}^{(m)} \quad (8)$$

を得る。境界条件は式(5)から、

$$d a_n^{(m)} / d(r/a) |_{(r/a)=1} = -(aH/\kappa) a_n^{(m)}(1) \quad (9)$$

$$d b_n^{(m)} / d(r/a) |_{(r/a)=1} = -(aH/\kappa) b_n^{(m)}(1) \quad (10)$$

が得られるので、式(7)(8)の微分方程式を式(9)(10)の境界条件のもとで解けば展開係数 $a_n^{(m)}$ および $b_n^{(m)}$ を求めることができる。ところで、文献(14)によれば微分方程式：

$$\frac{d^2 y}{d x^2} + \left(\frac{1-2\alpha}{x} - 2\rho\sigma x^{\sigma-1}\right) \frac{d y}{d x}$$

$$+ \left(\beta^2 \gamma^2 x^{2\gamma-2} + \rho^2 \sigma^2 x^{2\sigma-2} + (2\alpha - \sigma)\rho\sigma x^{\alpha-2} + \frac{\alpha^2 - \ell^2 \gamma^2}{x^2}\right) y$$

$$= \beta^2 \gamma^2 x^{\alpha+2\gamma-2} e^{\rho x^\sigma} f(\beta x^\gamma) \quad (11)$$

の一般解は、

$$y = x^\alpha e^{\rho x^\sigma} \{A J_1(\beta x^\gamma) + B Y_1(\beta x^\gamma) + F(\beta x^\gamma)\} \quad (12)$$

$$F(x) = -\frac{\pi}{2} J_1(x) \int_0^x f(w) Y_1(w) w dw$$

$$+ \frac{\pi}{2} Y_1(x) \int_0^x f(w) J_1(w) w dw \quad (13)$$

で与えられる。ここに、 J_1 は円柱Bessel関数、 Y_1 は円柱Neumann関数である。また、 A 、 B は積分定数(未知数)である。式(7)と式(11)との左辺同士を比較すると、 i を虚数単位として、

$$\alpha = -1/2, \quad \gamma = 1, \quad \beta = ia\sqrt{b/\kappa}, \quad \ell = n + (1/2)$$

が得られ、右辺同士からでは

$$f(\beta r/a) = -\frac{\sqrt{(r/a)} f_{n0}^{(m)}}{\beta^2} \quad (14)$$

が得られる。式(8)と式(11)との左辺同士の比較から式(7)の場合と同じ関係式が得られ、右辺同士からでは式(14)で $f_{n0}^{(m)}$ を $g_{n0}^{(m)}$ に置き換えた関係式が得られる。また、展開係数 $a_n^{(m)}$ 、 $b_n^{(m)}$ が $r/a = 0$ (即ち $r = 0$ の中心部)で有限となるためには、式(12)、式(13)において $B = 0$ でなければならぬ。故に、展開係数は、式(7)、(8)の解として、

$$\frac{a_n^{(m)}}{b_n^{(m)}} = \frac{1}{\sqrt{(r/a)}} [A I_1(\eta r/a)$$

$$- I_1(\eta r/a) \int_0^{r/a} \frac{f_n^{(m)}(w)}{g_n^{(m)}(w)} \times K_1(\eta w) dw$$

$$+ K_1(\eta r/a) \int_0^{r/a} \frac{f_n^{(m)}(w)}{g_n^{(m)}(w)} I_1(\eta w) dw]$$

を得る。ここに、

$$\eta = a\sqrt{b/\kappa}, \quad \frac{f_n^{(m)}}{g_n^{(m)}} = w\sqrt{w} \frac{f_{n0}^{(m)}}{g_{n0}^{(m)}}$$

であり、 K_1 、 I_1 は変形されたBessel関数である。但し、上式の積分定数 A は、式(9)、式(10)の境界条件から求められ、

$$A = \int_0^1 \frac{f_n^{(m)}(w)}{g_n^{(m)}(w)} K_1(\eta w) dw - \bar{A} \int_0^1 \frac{f_n^{(m)}(w)}{g_n^{(m)}(w)} I_1(\eta w) dw$$

$$\bar{A} = \frac{(n+aH/\kappa) K_1(\eta) - \eta K_{\ell+1}(\eta)}{(n+aH/\kappa) I_1(\eta) + \eta I_{\ell+1}(\eta)}$$

となる。

以上によって、上昇温度 $u(r, \theta, \phi)$ の計算式をまとめて示せば次式ようになる。

$$u(r, \theta, \phi) = u_0 \Psi(r/a, \theta, \phi) \quad (15)$$

$$\Psi = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} a_n^{(0)}(r/a) P_n(\cos\theta) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n$$

$$\{a_n^{(m)}(r/a) \cos m\phi + b_n^{(m)}(r/a) \sin m\phi\} P_n^m(\cos\theta)$$

$$\frac{a_n^{(m)}}{b_n^{(m)}} = \frac{1}{\sqrt{r/a}} [|K_1(\eta r/a) - \bar{A} I_1(\eta r/a)| \int_0^{r/a} \frac{f_n^{(m)}(w)}{g_n^{(m)}(w)}$$

$$\times I_1(\eta w) dw + I_1(\eta r/a) \int_{r/a}^1 \frac{f_n^{(m)}(w)}{g_n^{(m)}(w)}$$

$$\times \{K_1(\eta w) - \bar{A} I_1(\eta w)\} dw$$

$$f_{g_n}^{(m)} = \beta_n^{(m)} w \sqrt{w} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |F_t|^2$$

$$\times P_n^m(\cos \theta) \frac{\cos m\phi}{\sin m\phi} \sin \theta \, d\theta \, d\phi$$

$$\bar{A} = \frac{(n + aH/\kappa) K_\ell(\eta) - \eta K_{\ell+1}(\eta)}{(n + aH/\kappa) I_1(\eta) + \eta I_{1+1}(\eta)}$$

$$\beta_n^{(m)} = \frac{2n+1}{2\pi} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}$$

3. 数値例

3.1 計算方法

人体頭部を模擬する均質球体としては、幼児モデル(a = 5 [cm])と成人モデル(a = 10 [cm])とを考える。照射平面波の電磁界の周波数範囲は1 ~ 10000 [MHz]、電力密度は改訂版ANSI電波安全基準限界とする。式(1)を用いて球体内部の平均SARを、式(15)から平均上昇温度、球体中心部(体温調節の機能中枢とされる視床下部の相当部位)の上昇温度、ピーク上昇温度をそれぞれ計算する。但し、平均SAR $\bar{\Phi}$ と平均上昇温度 \bar{u} はそれぞれ次式から求める。

$$\bar{\Phi} = \frac{\int_0^a \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \Phi(r, \theta, \phi) r^2 \sin \theta \, dr \, d\theta \, d\phi}{(4\pi a^3/3)} \quad (16)$$

$$\bar{u} = \frac{\int_0^a \int_0^\pi \int_0^{2\pi} u(r, \theta, \phi) r^2 \sin \theta \, dr \, d\theta \, d\phi}{(4\pi a^3/3)} \quad (17)$$

SARと上昇温度の空間分布はつぎのように計算する。即ち、球体内部で間隔がa/10であるような合計(4πa³/3)/(a/10)³ = 4189 [個]の格子点座標を決め、各格子点におけるSAR並びに上昇温度を計算する。つぎに、これらの数値からヒストグラム並びに累積相対度数を求めれば、空間分布の全体像が把握できる^{10), 11)}。なお、この場合の照射平面波の周波数(電力密度)は、改訂版ANSI電波安全基準レベルで最も厳しい範囲にあ

Table 1 Tissue properties and nominal values of human head

Density	$\rho = 1050$ [kg/m³]
Relative permittivity	$\epsilon_r = \frac{60.0 + 5.0(f/f_0)^2}{1.0 + (f/f_0)^2}$
Conductivity	$\sigma = \frac{1.0 + 62.0(f/f_0)^2}{1.0 + (f/f_0)^2}$ [S/m]
Thermal conductivity	$\kappa = 0.419$ [W/m°C]
Blood flow	$b = 7786$ [W/m³°C]
Coefficient of heat conduction	$H = 10.47$ [W/m²°C]

* $f_0 = 20$ [GHz]

る30 [MHz] (1 [mW/cm²])と300 [MHz] (1 [mW/cm²])を、更にGHz帯の代表点として1500 [MHz] (5 [mW/cm²])をそれぞれ選ぶ。

表1は人体頭部組織の諸量と公称値を示す。表中の数値並びに計算式は文献5), 6)から引用した。

3.2 計算結果と考察

図2は改訂版ANSI電波安全基準下の無線周波電磁界に曝された人体頭部模擬の均質球体内における平均SARと各上昇温度との計算結果を示す。図(a)の折れ線は照射平面波電磁界の改訂版ANSI電波安全基準の限界値(電力密度)であり、これに対する幼児の平均SARを実線(成人の場合は破線)で示している。図(b)は幼児とした球体内の平均・ピークの上昇温度並びに中心部での上昇温度を、図(c)は成人の場合をそれぞれ示す。これらの図から、平均SARと上昇温度の周波数特性は類似していること、即ち、両者の値はいずれも周波数と共に増大してGHz帯で最大に達していることがわかる。具体的数値としては、GHz帯での幼児の平均SARは最大0.6 [W/kg] (成人では0.3 [W/kg])にも達し、ANSI許

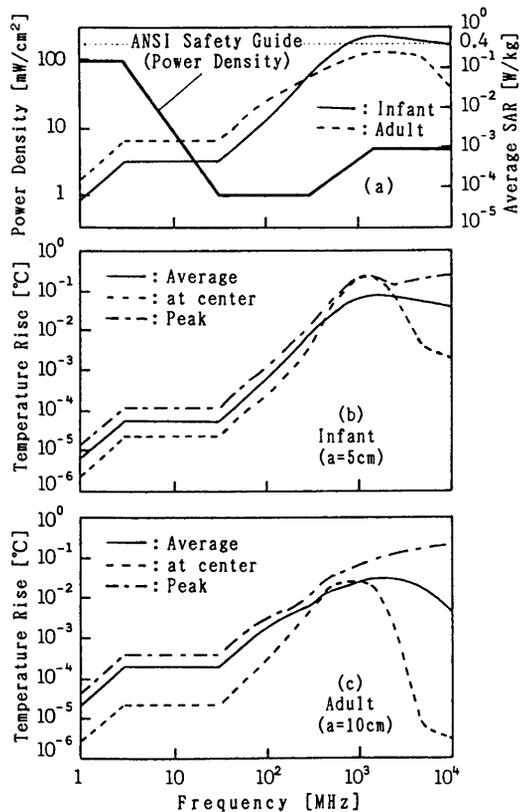


Fig. 2 Frequency characteristics of average SAR and temperature rise inside human head irradiated by RF electromagnetic fields under ANSI safety guide.

容レベル(0.4 [W/kg]; 図の点線)を越えていること、この周波数(1500 [MHz])に対する幼児の平均、中心部での上昇温度並びにピークの上昇温度はそれぞれ0.08, 0.23, 0.24 [°C] (成人の場合は0.03, 0.02, 0.10 [°C])であること、などが知られる。一般に、人体の正常な生理学的過程で生ずる上昇温度は高々1°Cとされている²⁾が、理想化された均質球体モデルでの計算とはいえ、GHz帯における幼児頭部内の最大の上昇温度がこれの1/4程度にまで達していることは注目すべきことと筆者らは考える(成人の場合は1°Cより2桁も低い)。

図3はSARの空間分布を、図4はこれらに対応する上昇温度の空間分布を示す。但し、計算結果は幼児の場合を実線で、成人の場合を破線でそれぞれ示している。図3から、周波数30 [MHz] 及び300 [MHz] ではANSIの許容レベル(0.4 [W/kg]; 図の点線)を越えるものは皆無であるが、1500 [MHz] (GHz帯)の周波数になるとANSI許容レベルを越えるものが幼児では全体の67 [%]も占め、成人では21 [%]程度であることがわかる。上昇温度は周波数30 [MHz] では幼児(中央値

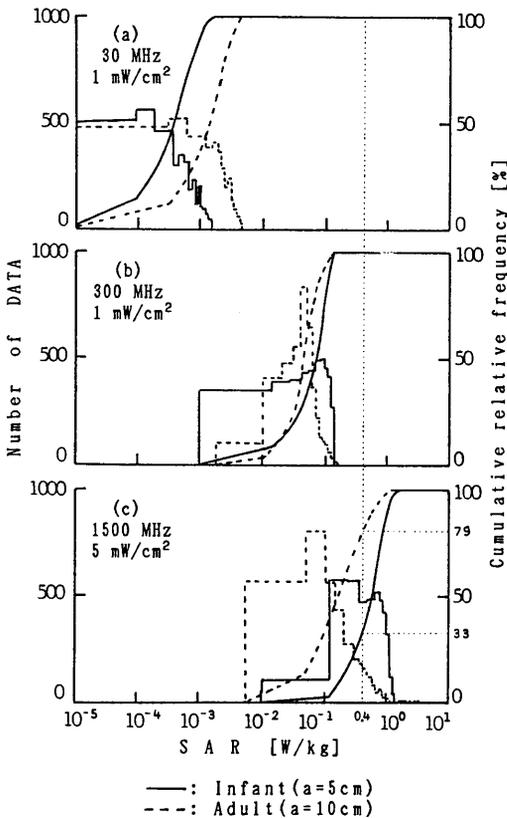


Fig. 3 Spatial distributions of SAR inside human head irradiated by RF electromagnetic fields under ANSI safety guide.

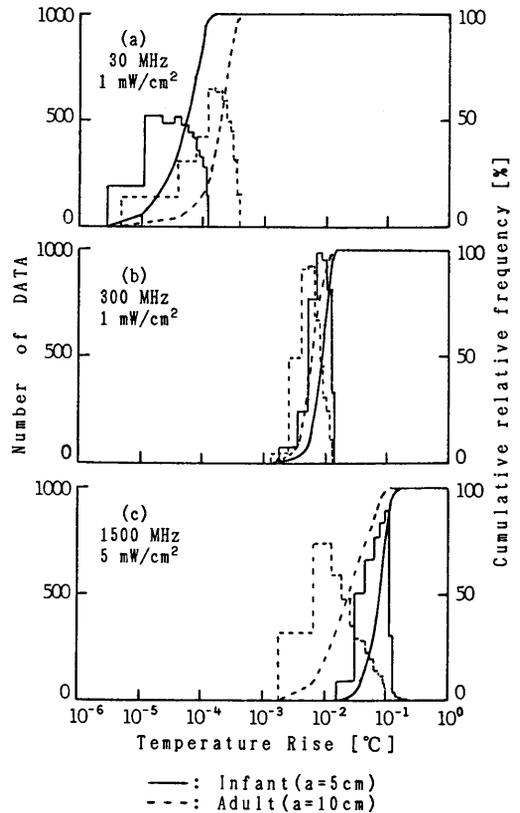


Fig. 4 Spatial distributions of temperature rise inside human head irradiated by RF electromagnetic fields under ANSI safety guide.

で 5.3×10^{-5} [°C]よりも成人(同 1.9×10^{-4} [°C])のほうが数倍大きい、300 [MHz]では同程度、1500 [MHz]になると幼児(同 7.9×10^{-2} [°C])のほうが成人(同 2.5×10^{-2} [°C])よりも逆に数倍程度大きくなること、などが図4から知られる。以上の数値結果を表2にまとめて示す。次に、SARと上昇温度の空間分布を直接比較するため、式(1), (15)をそれぞれ平均値 $\bar{\Phi}$ と \bar{u} とで規格化した無次元の空間分布を計算した。その結果を図5(幼児の場合)並びに図6(成人の場合)に示す。ここで、図の破線はSARの無次元の空間分布を、実線は上昇温度のそれを表す。図5によれば、SARと上昇温度の無次元空間分布は低周波帯(図(a))で比較的類似するもの、高周波帯(図(b)(c))においては異なっていること、両者の分布は周波数が増加するにつれて平均値のまわりに縮減していくこと(上昇温度のほうがSARの場合より分布縮減の程度は大きい)、などがわかる。一方、図6から、SARと上昇温度の空間分布は高周波帯で類似していること、両者の分布のピークはいずれも周波数が大のほどが平均値を下回っていること、などがわかる。結局、S

Table 2 Numerical values of SAR and temperature rise inside lossy sphere due to electromagnetic wave irradiation under ANSI RF safety guide

Frequency [MHz]	Power Density [mW/cm ²]	S A R [W/kg]			Temperature rise [°C]		
		Average	(Median)	Peak	Average	(Median)	Peak at center
30	1	4.44x10 ⁻⁴	(3.56x10 ⁻⁴)	1.54x10 ⁻³	5.53x10 ⁻⁵	(5.26x10 ⁻⁵)	1.20x10 ⁻⁴
		1.49x10 ⁻³	(1.33x10 ⁻³)	4.66x10 ⁻³	1.92x10 ⁻⁴	(1.88x10 ⁻⁴)	3.74x10 ⁻⁴
300	1	6.96x10 ⁻²	(7.16x10 ⁻²)	1.37x10 ⁻¹	8.70x10 ⁻³	(8.71x10 ⁻³)	1.34x10 ⁻²
		5.08x10 ⁻²	(4.65x10 ⁻²)	1.68x10 ⁻¹	6.56x10 ⁻³	(6.16x10 ⁻³)	1.26x10 ⁻²
1500	5	6.16x10 ⁻¹	(5.86x10 ⁻¹)	4.99x10 ⁰	7.76x10 ⁻²	(7.89x10 ⁻²)	2.37x10 ⁻¹
		2.53x10 ⁻¹	(1.66x10 ⁻¹)	1.31x10 ⁰	3.23x10 ⁻²	(2.51x10 ⁻²)	9.51x10 ⁻²

* Upper row : Infant , Lower row : Adult

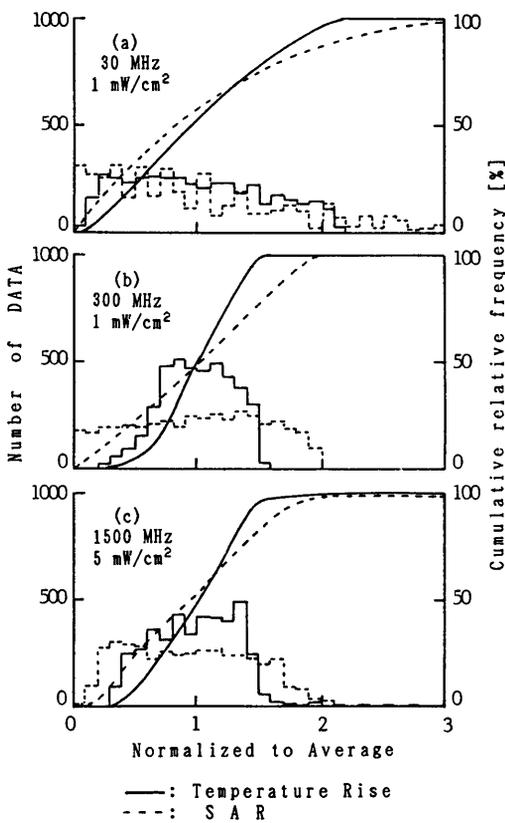


Fig. 5 Nondimensional spatial distributions of temperature rise and SAR inside human head irradiated by RF electromagnetic fields under ANSI safety guide (Case of infant).

A R と上昇温度の無次元空間分布は頭部寸法や周波数で互いに異なり、一定の対応関係は認められないが、上昇温度の空間分布のほうがS A Rのそれよりも平均値のまわりに縮減していること、即ち、平均値のまわりの広がりの方が小さいことはいえる。

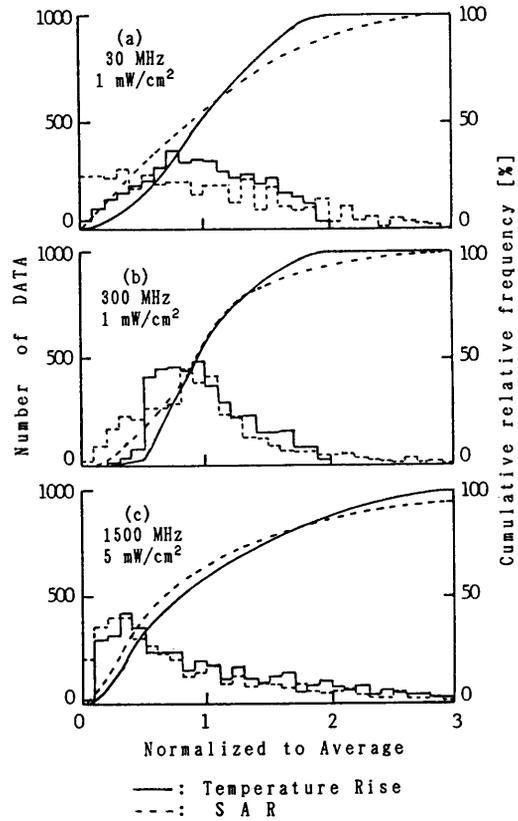


Fig. 6 Nondimensional spatial distributions of temperature rise and SAR inside human head irradiated by RF electromagnetic fields under ANSI safety guide (Case of adult).

4. む す び

電波利用の激増に伴い、人体の電波ハザードは早急に検討すべき重要な課題となっている。本論文は、平面電磁界に曝された人体頭部内の定常での上昇温度計算式を

損失性球体モデルで導出し、これによって改訂版ANSI電波安全基準レベルに対する温度上昇特性を定量的に明らかにできた。例えば、GHz帯での幼児の平均SARが最大0.6 [W/kg] (成人では0.3 [W/kg])でANSI許容レベル(0.4 [W/kg])を越えることが確認でき、この周波数(1500 [MHz])に対する幼児の平均、中心部での上昇温度はそれぞれ0.08, 0.23 [°C] (成人の場合は0.03, 0.02 [°C])であること、平均に対する中心部の上昇温度は成人の場合は0.7倍であるのに対し、幼児では2.9倍にも達していること、などの具体的数値を得た。また、同周波数でのSARの空間分布はANSI許容レベルを越えるものが成人では21 [%]程度であるのに対して幼児ではそれが全体の67 [%]も占めていること、SARと上昇温度の無次元空間分布は頭部寸法や周波数で大きく異なり、一定の対応関係はないものの、上昇温度のほうが平均値のまわりへの広がり範囲が一般的に小さいこと、などの知見も得られた。

本論文は無線周波電磁界に曝された人体頭部内の上昇温度を極めて理想的な均質球体モデルで計算したが、電力吸収が集中するGHz帯電磁界に注目し、この場合の温度上昇特性を実際モデルで解析・計算することが今後の課題となろう。

文 献

- 1) M. A. Stuchly : " Environmental and Occupational Exposure to Electromagnetic Fields", IEEE Engineering in Medicine and Biology, **6**, 1, pp. 15-17 (Mar. 1987).
- 2) K. R. Foster and A. W. Guy (中川正祥訳) : " 低レベル・マイクロ波の規制問題", サイエンス (Scientific American), **16**, 11, pp. 10-19 (Nov. 1986).
- 3) American National Standards Institute Committee C95. 1 : " Safety levels with respect to human exposure to radiofrequency electromagnetic fields, 300 kHz to 100 GHz", (1982).
- 4) O. P. Gandhi : " The ANSI Radio Frequency Safety Standard - Its Rational and Some Problems", IEEE Engineering in Medicine and Biology, **6**, 1, pp. 22-25 (Mar. 1987).
- 5) 例えば, A. R. Shapiro, R. F. Lutomirski and H. T. Yura : " Induced fields and heating within the cranial structure irradiated by an EM plane wave", IEEE Trans. **MTT-19**, 2, pp. 187-196 (Feb. 1971).
- 6) H. N. Kritikos, K. R. Foster and H. P. Schwan : " Temperature Profiles in Spheres Due to Electromagnetic Heating", J. Microwave Power, **16**(3&4), pp. 327-344 (1981).
- 7) J. A. Stratton : " Electromagnetic theory", pp. 563-567, New York, McGraw-Hill (1941).
- 8) J. G. Burr, D. K. Cohoon, E. L. Bell and J. W. Penn : " Thermal Response Model of a Simulated Cranial Structure Exposed to Radiofrequency Radiation", IEEE Trans. **BME-27**, 8, pp. 452-459 (Aug. 1980).
- 9) 飯野, 藤原, 加藤, 阿座上 : " ANSI無線周波安全基準下の電磁界による人体頭部内の上昇温度", 昭62東海連大, 339.
- 10) 飯野, 藤原, 加藤, 阿座上 : " 新ANSI無線周波安全基準下の電磁界による人体頭部内の上昇温度特性", 昭63信学総全大, B-304.
- 11) 飯野, 藤原, 加藤, 阿座上 : " 新ANSI無線周波安全基準下の電磁界による人体頭部内のSARと上昇温度との関係", 信学技報, EMCJ 88-2 (昭63-04).
- 12) 森口, 宇田川, 一松 : " 数学公式Ⅲ", P. 144, 岩波書店.
- 13) 森口, 宇田川, 一松 : " 数学公式Ⅲ", P. 127, 岩波書店.
- 14) 川下 : " 熱伝導論", pp. 289-291, オーム社.

付 録

半径 a の均質球体が入射電界強度(実効値) E_0 [V/m] の平面波電磁界に曝された場合、内部における電界 E_i は次式で与えられる⁷⁾。

$$E_i(r, \theta, \phi) = \sqrt{2} E_0 F_i(r, \theta, \phi)$$

$$F_i(r, \theta, \phi) = e^{-i\omega t} \sum_{n=1}^{\infty} j_n \frac{2n+1}{n(n+1)}$$

$$\times \{ a_n^! m_{0in}^{(1)}(r, \theta, \phi) - i b_n^! n_{ein}^{(1)}(r, \theta, \phi) \}$$

$$a_n^! = -\frac{i}{k_0 a} \times \{ h_n^{(1)}(k_0 a) [N k_0 a j_n(N k_0 a)]' - j_n(N k_0 a) [k_0 a h_n^{(1)}(k_0 a)] \}^{-1}$$

$$b_n^! = -\frac{i N}{k_0 a} \times \{ h_n^{(1)}(k_0 a) [N k_0 a j_n(N k_0 a)]' - N^2 j_n(N k_0 a) [k_0 a h_n^{(1)}(k_0 a)] \}^{-1}$$

$$m_{0in}^{(1)} = j_n(N k_0 r) \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \cos \phi \theta - j_n(N k_0 r) \frac{\partial P_n^1(\cos \theta)}{\partial \theta} \sin \phi \theta$$

$$n_{ein}^{(1)} = \frac{n(n+1)}{N k_0 r} j_n(N k_0 r) P_n^1(\cos \theta) \cos \phi r + \frac{[N k_0 r j_n(N k_0 r)]'}{N k_0 r} \frac{\partial P_n^1(\cos \theta)}{\partial \theta} \cos \phi \theta$$

$$- \frac{[N k_0 r j_n(N k_0 r)]'}{N k_0 r} \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \sin \phi$$

ここに、 N^2 は複素比誘電率、 k_0 は伝搬定数、 j_n は球 Bessel 関数、 $h_n^{(1)}$ は球 Hankel 関数、 $P_n^1(\cos \theta)$ は Legendre 陪関数、 $[z j_n(z)]'$ は z についての微分である。