

## パルスマイクロ波照射の人体頭部内に生ずる

## 熱応力の一計算

正員 柴田 伝幸<sup>†</sup> 正員 藤原 修<sup>†</sup>正員 加藤 一夫<sup>†</sup> 正員 阿座上 孝<sup>†</sup>

Calculation of Thermal Stress Inside Human Head by Pulsed Microwave Irradiation

Tsutayuki SHIBATA<sup>†</sup>, Osamu FUJIWARA<sup>†</sup>, Kazuo KATOH<sup>†</sup>  
and Takashi AZAKAMI<sup>†</sup>, Members<sup>†</sup>名古屋工業大学工学部電気情報工学科, 名古屋市Faculty of Engineering, Nagoya Institute of Technology,  
Nagoya-shi, 464 Japan

あらまし パルスマイクロ波照射の人体頭部内に表面加熱も存在するホットスポットが生じた場合の一般的な熱応力計算式を導出し, これを Lin の実験例と数値例とに適用して計算式が妥当であること, 表面加熱の熱応力波に及ぼす影響が大であることを示した。

## 1. まえがき

パルスマイクロ波照射による音の知覚現象はマイクロ波聴覚効果と呼ばれる。この作用機序は頭部内組織の熱膨張で生じるとの説が最有力とされ, マイクロ波照射による熱応力の解析・確認実験が米国を中心として盛んに行われている<sup>(1)</sup>。一般に, マイクロ波聴覚効果は平均電力密度  $0.1 \text{ mW/cm}^2$  程度の低電力でも生じるとされ, 人体には危険なものではないとの認識である<sup>(2)</sup>。しかしながら, 重要な頭部内にマイクロ波照射で熱応力が発生することは歴然とした事実であることから, パルス変調された高尖頭電力の電磁波に対する電波ハザードを研究するには発生熱応力を定量的に把握しておくことも重要である。

本論文は, 単発のパルスマイクロ波照射で人体頭部内に表面での加熱も存在するホットスポットが生じた場合の一般的な熱応力計算式を球体モデルにつき導出し, 併せて, 表面加熱の熱応力波に及ぼす影響が大であることを示す。なお, 球体モデルを用いたパルスマイクロ波照射による熱応力の解析は聴覚作用機序の解明を目的とした Lin によってすでになされてはいるが<sup>(3)</sup>, 表面加熱を考慮しない特定のホットスポットだけを対象としており, 更に, この場合の熱応力の計算波形も本論文のそれとは全く異なる。

## 2. 計算式の導出

## 2.1 加熱ポテンシャルと上昇温度

図1(a)は人体頭部の球体モデル(半径  $a$ )を示す。マイクロ波照射の球体内で表面加熱も含むホットスポッ

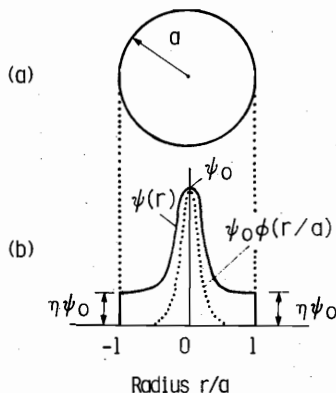


図1 人体頭部モデル(a)と表面加熱を含むホットスポット状の加熱ポテンシャル分布(b)

Fig.1 (a) Spherical model of human head and (b) distribution of heating potential which produces a hot spot with surface heating.

ト状の加熱ポテンシャルは径方向  $r$  だけに依存するものとして, これの模式図を同図(b)の実線で示す。図の加熱ポテンシャル分布を  $\psi(r)$  とすれば, それは,

$$\psi(r) = \psi_0 \{ \eta + (1-\eta) \phi(r/a) \} \quad (1)$$

と表すことができる。ここで,  $\psi_0$  は最大吸収電力密度,  $\eta$  は表面を含む球体の一様加熱の程度を表す実数で,  $0 \leq \eta \leq 1$  である。 $\phi(\cdot)$  はホットスポットの形状を表す任意の球対称関数(但し,  $\phi(0)=1$ ,  $\phi(\pm 1)=0$ )であり, その模式図を図中の点線で示す。

球体内の上昇温度は, 球体の熱時定数に比して十分小さい時間範囲を対象とすれば血流・熱伝導・表面での熱伝達などによる影響が無視し得るので, 加熱ポテンシャルを与えるときは熱伝導方程式から直ちに求まる。すなわち, マイクロ波を時間  $t_0$  だけ照射した球体内の加熱ポテンシャルが式(1)で与えられるとすれば, 上昇温度  $v(r, t)$  は,

$$v(r, t) = (1/\rho c) \psi(r) \{ tu(t) - (t-t_0)u(t-t_0) \} \quad (2)$$

となる。ここで,  $\rho, c$  はそれぞれ球体の密度, 比熱であり,  $u(\cdot)$  は単位ステップ関数である。

## 2.2 熱応力

上昇温度  $v(r, t)$  による熱応力を  $\sigma(r, t)$ , 変位を  $u_d(r, t)$  とすれば, これらの間には,

$$\sigma(r, t) = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_d}{\partial r} + 2\lambda \frac{u_d}{r} - \beta v \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 u_d}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u_d}{\partial r} - \frac{2}{r^2} u_d - \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2 u_d}{\partial t^2} = \frac{\beta}{\lambda + 2\lambda} \frac{\partial v}{\partial r} \quad (4)$$

$$\text{初期条件: } u_d(r, 0) = (\partial u_d / \partial t)|_{t=0} = 0 \quad (5)$$

$$\text{境界条件: } \sigma(a, t) = 0 \quad (\text{自由表面}) \quad (6)$$

という関係がある<sup>(3)</sup>。ここで、 $\lambda, \mu$  はラメの定数、 $c_1$  は熱応力波の伝搬速度、 $\beta = \alpha(3\lambda + 2\mu)$  で、 $\alpha$  は熱膨張係数である。

式(2)を用いて、式(3)、(4)を式(5)、(6)の条件で解けば、熱応力  $\sigma(r, t)$  は、

$$\sigma(r, t) = -\sigma_0 \left[ (1-\eta) \frac{4\mu}{\lambda+2\mu} \left\{ \left( \frac{a}{r} \right)^3 \int_0^{r/a} \xi^2 \phi(\xi) d\xi - \int_0^1 \xi^2 \phi(\xi) d\xi \right\} L(t) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\pi}{k_m a} A_m \cdot \left\{ j_0(k_m r) - \frac{4\mu}{\lambda+2\mu} \frac{j_1(k_m r)}{k_m r} \right\} S_m(t) \right] \quad (7)$$

$$A_m = \frac{4\mu}{\lambda+2\mu} \frac{1}{(k_m a)^2 - 4\mu(3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu)^2} \cdot \frac{1}{j_0^2(k_m a)} \left\{ \eta j_0(k_m a) + (1-\eta) \frac{4\mu}{\lambda+2\mu} \cdot \int_0^1 \xi^2 j_0(k_m a \xi) \phi(\xi) d\xi \right\}$$

$$L(t) = \omega t u(t) - \omega(t-t_0) u(t-t_0)$$

$$S_m(t) = \sin(k_m c_1 t) u(t) - \sin[k_m c_1(t-t_0)] \cdot u(t-t_0)$$

で与えられる。ここで、 $\sigma_0 = \beta \psi_0 / \rho c \omega$ 、 $\omega = \pi c_1 / a$  (熱応力の基本角周波数)である。 $j_n(\cdot)$  ( $n=0, 1$ ) は第1種  $n$  次球ベッセル関数で、 $k_m$  は

$$k_m a \cdot j_0(k_m a) = \{ 4\mu / (\lambda + 2\mu) \} j_1(k_m a) \quad (8)$$

を満たす実数である。とくに、球体中心部での熱応力は式(7)から、

$$\sigma(0, t) = -\sigma_0 \left[ (1-\eta) \frac{4\mu}{\lambda+2\mu} \left\{ \frac{1}{3} - \int_0^1 \xi^2 \phi(\xi) d\xi \right\} L(t) + \frac{2}{3} \frac{3\lambda+2\mu}{\lambda+2\mu} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\pi}{k_m a} A_m S_m(t) \right] \quad (9)$$

となり、ホットスポットを  $\phi(\xi) = j_0(N\pi\xi)$  ( $N=1, 2, 3, \dots$ ) で表すときは

$$\sigma(0, t) = -\sigma_0 \left[ (1-\eta) \frac{4\mu}{\lambda+2\mu} \left\{ \frac{1}{3} + \frac{\cos N\pi}{(N\pi)^2} \right\} L(t) + \frac{2}{3} \frac{3\lambda+2\mu}{\lambda+2\mu} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\pi}{k_m a} A_m S_m(t) \right] \quad (10)$$

$$A_m = \frac{4\mu}{\lambda+2\mu} \frac{1}{(k_m a)^2 - 4\mu(3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu)^2} \cdot \frac{1}{j_0(k_m a)} \left\{ \eta + (1-\eta) \frac{4\mu}{\lambda+2\mu} \frac{\cos N\pi}{(k_m a)^2 - (N\pi)^2} \right\}$$

に変わる。式(10)は、 $\eta=0$  とおけば、Linの導出になる熱応力の解析式<sup>(3)</sup>に一致する。

### 3. 数値計算例

図2は、人体頭部を半径  $a=7$  cm の球体として、これに918 MHzのマイクロ波を照射した球体内の加熱ポテンシャル分布<sup>(3)</sup>を実線で示す。図中の点線・破線はホットスポットを  $\phi(r/a) = j_0(N\pi r/a)$  で模擬した式(1)の計算値(点線は  $\eta=0.4$ ,  $N=4$ , 破線は  $\eta=0$ ,  $N=6$ )である。なお、破線は表面加熱を考慮しない場合であり、これはLinが熱応力の解析に用いた加熱ポテンシャル分布に相当する。図3は、918 MHzのバルスマイクロ波照射(最大電力密度  $218 \text{ W/cm}^2$ , バルス幅  $t_0=20 \mu\text{s}$ )の球体中心部に生ずる熱応力の式(10)による計算波形( $\psi_0=1 \text{ W/cm}^3$ )を示す。但し、計算に際しては表1に示す人体脳組織の熱弾性定数<sup>(3)</sup>を

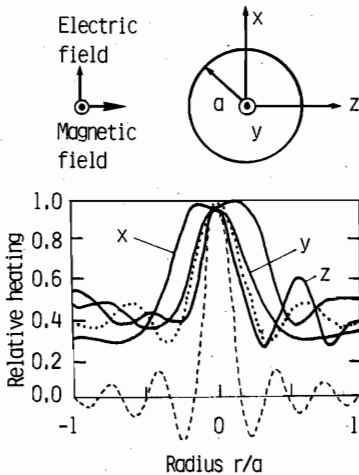


図2 918MHzのマイクロ波照射の人体頭部内に生ずる加熱ポテンシャル分布

Fig.2 Spatial distribution of heating potential inside a human head by 918 MHz microwave irradiation.

表1 人体脳組織の諸量と数値

密度	$\rho = 1.05 \text{ g/cm}^3$
比熱	$c = 3.68 \text{ J/g}^\circ\text{C}$
ラメ定数	$\lambda = 2.24 \times 10^{10} \text{ dyn/cm}^2$
	$\mu = 10.52 \times 10^3 \text{ dyn/cm}^2$
熱膨張係数	$\alpha = 4.10 \times 10^{-5} \text{ 1/}^\circ\text{C}$
伝搬速度	$c_1 = 1.46 \times 10^5 \text{ cm/s}$

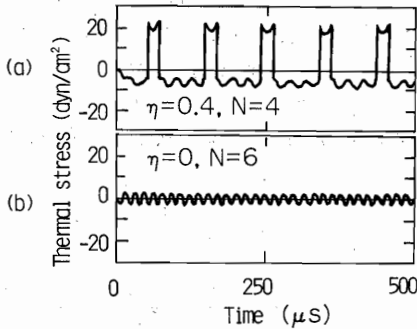


図3 パルスマイクロ波を照射した球体中心部に生ずる熱応力波

Fig.3 Waveforms of the thermal stress at the center of the sphere irradiated by pulsed microwave.

用いた。図3から、表面加熱を考慮した場合の熱応力波形は大振幅の膨張波がパルスの的に発生しているのに対し表面加熱のないときは小振幅の膨張・圧縮波が正弦的に生じていることがわかる。この理由はつぎのとおりである。表1の数値から $\lambda \gg \mu$ となるので、式(8)から $k_m \cdot a \approx m\pi - \{4\mu/(\lambda + 2\mu)\}/m\pi$ が導かれ、そのとき式(10)は

$$\sigma(0, t) \approx -\sigma_0 \left[ 2\eta \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{S_m(t)}{m} + (1-\eta) \frac{S_N(t)}{N} \right] \quad (11)$$

となる( $\eta=0$ のときLinの近似解析式と一致することが確かめられる)。上式の第1項は、 $t \geq t_0$ では $2\pi/\omega \approx 96 \mu\text{s}$ を周期とする繰返しパルス(振幅 $2\pi\eta\sigma_0 \approx 27.7 \text{ dyn/cm}^2$ , パルス幅 $20 \mu\text{s}$ )であり、表面加熱に起因して生ずる熱応力波を表す。第2項は、周波数 $N\omega/2\pi \approx 63 \text{ kHz}$ (周期 $16 \mu\text{s}$ )の正弦波( $t \geq t_0$ では振幅 $2(1-\eta)(\sigma_0/N) \sin(N\omega t_0/2) \approx 1.6 \text{ dyn/cm}^2$ )であり、ホットスポットによる熱応力波を表す。第1項の最大振幅は第2項のそれに比して約17倍となるので、表面加熱を考慮した場合とそうでない場合とは熱応力波形は大きく異なるのである。

図4は、ネコの頭部に $2450 \text{ MHz}$ のパルスマイクロ波を照射したときに生じる聴覚音圧レベルとパルス幅との関係<sup>(1)</sup>を示す。但し、縦軸は相対目盛で表している。図中の実線は、表面加熱を考慮したときの熱応力波の実効値を式(10)から求めた計算値( $\eta=0.4$ ,  $N=4$ )

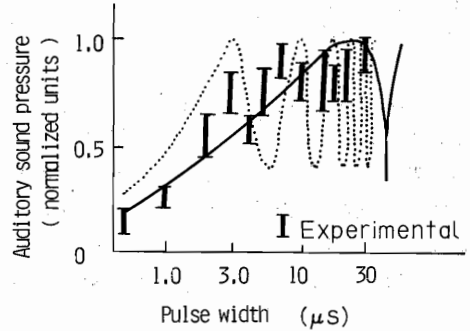


図4 パルスマイクロ波を照射したネコの頭部に生ずる聴覚音圧のパルス幅依存性

Fig.4 Dependence on the pulse width of the auditory sound pressure in the cat head irradiated by pulsed microwave.

である。点線はLinの計算値であり、 $\eta=0$ ,  $N=6$ とした式(10)の最大振幅値に相当する。図により、実線は点線よりも実験値の傾向をよく表すことがわかる。なお、計算諸量については、球体半径は $3 \text{ cm}$ 、ネコの脳組織の熱弾性定数は表1に示す人体のそれを流用した。

#### 4. むすび

本論文では、過渡的な電磁波の生体影響の検討を目的として、パルスマイクロ波照射の人体頭部内で表面加熱も存在するホットスポットが生じた場合の一般的な熱応力の計算式を導出して示し、これによって表面加熱の熱応力に及ぼす影響を定量的に明らかにした。

なお、熱応力の解析に際しては、頭部モデルとした球体の表面では自由熱膨張の境界条件を仮定したが、実際には脳組織は頭蓋骨で拘束されているので、この場合の表面加熱を考慮した熱応力の解析が今後の検討課題となろう。

#### 文 献

- (1) I.C.Lin: "The microwave auditory phenomenon", Proc. IEEE, 68, 1, pp.67-73 (Jan. 1980).
- (2) E.J.Lerner: "Biological effects of electromagnetic fields", IEEE Spectrum, 21, pp.57-69 (May 1984).
- (3) J.C.Lin: "On microwave-induced hearing sensation", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., MTT-25, 7, pp.605-613 (July 1977).

(昭和61年4月2日受付)