繰返し作用する移動熱源による平歯車の歯の温度上昇*

小幡文雄**, 藤田公明**, 藤井正浩***

Temperature Rise of a Spur Gear Tooth Due to
Repeated Moving Heat Source

by Fumio OBATA, Kōmei FUJITA, and Masahiro FUJII

As a basis for the study to clarify the relationship between scoring occurrence and temperature in spur gear pairs, the temperature rise in a rectangular shaped body used as a model of a gear tooth was examined analytically, when a moving heat source with variable heat quantity was supplied repeatedly at regular intervals. The characteristic of the temperature rise of the body and the effect of radiation on the temperature rise were investigated. The temperature rise on the working tooth flank in the heat supply region and its neighborhood can be divided into the flash temperature component not affected by the state of radiation and the bulk temperature rise component significantly affected by it.

Key Words: Spur Gear, Scoring, Temperature Rise of Tooth, Moving Heat Source, Analytical Study

1. 緒 言

高速・高負荷歯車においては運転中の歯の温度が高くなる。したがって、歯車のスコアリングの発生はしばしば温度との関連において検討されてきた。著者らの二円筒試験による研究によれば、焼付きの発生に大きく関与する温度は摩擦面の潤滑状態によって異なった^{(1)~(4)}。それらは、境界潤滑状態ではせん光温度にバルク温度を加えて与えられる接触面温度、混合あるいは完全な弾性流体潤滑状態ではバルク温度であった。現在 ISO で検討されている歯車の耐スコアリング負荷容量計算式では、スコアリングの発生に対して接触面温度が重要視されている⁽⁵⁾。

ところで、従来の接触面温度に関する理論的研究は、有限物体である実際の系を半無限物体で近似し、熱源は一方に一定速度で移動するとしてせん光温度の解析に主目的を置いたものである。Patir らは平歯車のバルク温度を有限要素法を用いて解析し、種々の作用歯面上の熱源分布、放熱状態について検討しているが、実際の熱源作用形態とは異なって熱源は静止したまま

である⁽⁶⁾。このように、従来のせん光温度あるいはバルク温度に関する解析的研究は、実際の物体の形状および熱源作用形態をかなり単純にした状態におけるものである。したがって、歯車におけるスコアリングの発生と温度の関係を究明するためには、その基礎として、繰返し作用する移動熱源による歯の温度上昇の特性を把あくしておく必要がある。本研究では、平歯車の一つの歯に対応する部分を長方形物体で近似し、断続的に繰返し作用する移動熱源によるその温度上昇の理論解を求め、数値計算結果から平歯車の作用歯面上の温度上昇に対する考え方を明らかにする。

2. 記 号

a_1 : 平歯車のリム厚さ、ウェブ厚さとボス厚さの和に相当する値 mm

a_2 : 平歯車のかみあい歯たけに相当する値 mm

b : 平歯車の歯厚に相当する値 mm

c : 平歯車の比熱 J/(kg·K)

$2d$: 熱源の x 方向(熱源移動方向)の幅 mm

H : 表面における熱伝達率 W/(mm²·K)

h : 表面における相対熱伝達率 $= H/\lambda$ mm⁻¹

m : 平歯車のモジュール mm

$Q(t)$: 単位時間・単位歯幅あたりの流入熱量

* 昭和60年11月4日 中国四国支部・九州支部合同徳島地方講演会、原稿受付 昭和60年3月26日。

** 正員、岡山大学工学部(〒700 岡山市津島中 3-1-1)。

*** 准員、日本鋼管(株)(〒100 東京都千代田区丸の内 1-1-2)。

図1 平歯車の一つの歯に対応する部分を近似した長方形物体の座標系と移動熱源

$J/(s \cdot mm)$

Q_0 : (Δt の時間に流入する単位歯幅あたりの全熱量)/ Δt (一定) $J/(s \cdot mm)$

T : 温度あるいは温度上昇 K

T_b : 作用歯面バルク温度上昇 K

t : 時間 s

v : 熱源の移動速度 mm/s

x : 平歯車の半径方向に対応する座標 mm

x_e : 熱源左端の x 座標

y : 平歯車の歯厚方向に対応する座標 mm

z : 平歯車の歯数

λ : 平歯車の熱伝導率 $W/(mm \cdot K)$

κ : 平歯車の熱拡散率 $= \lambda / c\rho$ mm^2/s

ρ : 平歯車の密度 kg/mm^3

Δt : 1 回の繰返しで熱源が作用する時間
 $= (a_2 - 2d) / |v|$ s

無次元量

$\bar{a}_1, \bar{a}_2 = a_1/m, a_2/m$

$\bar{b}, \bar{d} = b/m, d/m$

$\bar{h} = hm$

$\bar{Q}(\bar{t}) = Q(\bar{t}) / Q_0$

$\bar{T}, \bar{T}_b = \lambda T / Q_0, \lambda T_b / Q_0$

$\bar{t} = \kappa t / m^2$

$\bar{x}, \bar{x}_e = x/m, x_e/m$

$\bar{y} = y/m$

$\bar{v} = mv / \kappa$

$\Delta \bar{t} = \kappa \Delta t / m^2$

なお、図1に定める座標系において、 $\bar{x} = -\bar{a}_1$, $\bar{x} = \bar{a}_2$ および $\bar{y} = 0$, $\bar{y} = \bar{b}$ の境界面における $\bar{h}$ にはそれぞれ、1, 2, 3, 4 の添字を付ける。

式(1), (2)を満足するグリーン関数 G は、次式で与えられる。

$$G(x, y, t; x', y', t') = \frac{2}{(a_1 + a_2)b} \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{-B_{sn}(\bar{t} - \bar{t}')} X_s(\bar{x}) X_s(\bar{x}') \varepsilon_n \cos \zeta_n \bar{y} \cos \zeta_n \bar{y}'}{(1 + C_s^2)(1 + A_{s1} + A_{s2})} \quad (3)$$

ここに、 $\varepsilon_n = 1 (n=0)$, $2 (n=1, 2, \dots)$ 。

図2 $z\Delta t$ の時間間隔で繰返し作用する移動熱源の作用時間 Δt 内の熱量変動

3. 理論解

歯車の温度上昇の理論解を歯車の形状そのものに対して求めることはできない。歯車の場合、一つの歯に作用する摩擦熱量分布、歯表面における熱伝達率はいずれの歯でも等しいと考えることができる。そこで本章では、平歯車の一つの歯に対応する部分を図1に示す y 方向の境界面が断熱された等方・等質性長方形物体で近似し、断続的に繰返し作用する一様分布移動熱源によるその温度上昇の理論解を求める。

図1に示す直交座標系 $0-x-y$ における熱伝導方程式は、 T を温度として次式で与えられる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (1)$$

ここで熱拡散率 κ は温度によらない定数である。

x 方向の境界面から温度零の周囲にニュートンの法則に従う放熱があり、 y 方向の境界面は断熱されている場合の境界条件は、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial T}{\partial x} - h_1 T \right)_{x=-a_1} &= 0 \\ \left(\frac{\partial T}{\partial x} + h_2 T \right)_{x=a_2} &= 0 \\ \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} &= \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=b} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

ただし、相対熱伝達率 h_1, h_2 は y 方向の位置および温度によらない定数である。

図1に示す一様分布移動熱源が図2に示すような $z\Delta t$ の時間間隔、熱量変動でもって繰返し作用する場合の温度上昇を求めるためには、まず、単位強さの瞬間線熱源による図1に示した長方形物体の温度応答すなわちグリーン関数を知る必要がある。グリーン関数は単位強さの瞬間線熱源をディラックのデルタ関数を用いて初期温度として表す方法⁽⁷⁾により容易に得られる。

$$\left. \begin{aligned} A_{s1,2} &= \{\bar{h}_{1,2}(\bar{a}_1 + \bar{a}_2)\} / \{\mu_s^2 + \bar{h}_{1,2}^2(\bar{a}_1 + \bar{a}_2)^2\}, \quad B_{sn} = \xi_s^2 + \zeta_n^2 \\ C_s &= \{-\mu_s \sin \xi_s \bar{a}_1 + \bar{h}_1(\bar{a}_1 + \bar{a}_2) \cos \xi_s \bar{a}_1\} / \{\mu_s \cos \xi_s \bar{a}_1 + \bar{h}_1(\bar{a}_1 + \bar{a}_2) \sin \xi_s \bar{a}_1\} \\ X_s(\bar{x}) &= \cos \xi_s \bar{x} + C_s \sin \xi_s \bar{x}, \quad \xi_s = \mu_s / (\bar{a}_1 + \bar{a}_2), \quad \zeta_n = n\pi / \bar{b} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

μ_s は次式の s 番めの正根である.

$$\{\alpha^2 - \bar{h}_1 \bar{h}_2 (\bar{a}_1 + \bar{a}_2)^2\} \sin \alpha - (\bar{h}_1 + \bar{h}_2)(\bar{a}_1 + \bar{a}_2) \alpha \cos \alpha = 0 \dots\dots\dots (5)$$

したがって、図 1 に示した長方形物体の初期温度は零であるとするとき、図 2 に示したような時間間隔、熱量変動をもって繰返し作用する一様分布移動熱源による時間 t での温度上昇 T は、次式で与えられる。なお、熱源の移動速度 v は一定で、 x 軸の正の向きの速度を正とする。

$$\left. \begin{aligned} T &= \sum_{j=0}^{i-1} \Delta T_j + \Delta T \quad [iz\Delta t \leq t \leq (iz+1)\Delta t] \\ T &= \sum_{j=0}^i \Delta T_j \quad [(iz+1)\Delta t < t < (i+1)z\Delta t] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 $i = [t/z\Delta t]$ 、 ΔT_j 、 ΔT はそれぞれ、時間 $jz\Delta t$ から時間 $(jz+1)\Delta t$ の間および時間 $iz\Delta t$ から時間 t の間に作用した熱源による時間 t での温度上昇成分であり、次式で与えられる。

$$\Delta T_j = \frac{1}{2c\rho d} \int_{jz\Delta t}^{(jz+1)\Delta t} \int_{x_e}^{x_e+2d} Q(t') G(x, y, t; x', 0, t') dt' dx' \dots\dots\dots (7)$$

$$\Delta T = \frac{1}{2c\rho d} \int_{iz\Delta t}^t \int_{x_e}^{x_e+2d} Q(t') G(x, y, t; x', 0, t') dt' dx' \dots\dots\dots (8)$$

ただし、 x_e は式 (7) では $x_0 + v(t' - jz\Delta t)$ 、式 (8) では $x_0 + v(t' - iz\Delta t)$ である。なお、 x_0 は $v > 0$ のとき 0 、 $v < 0$ のとき $a_2 - 2d$ である。

ここで式 (6)~(8) に 2 章で示した無次元量を導入すれば、次式の無次元温度上昇 $\bar{T} (= \lambda T / Q_0)$ が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{T} &= \sum_{j=0}^{i-1} \Delta \bar{T}_j + \Delta \bar{T} \quad [iz\Delta \bar{t} \leq \bar{t} \leq (iz+1)\Delta \bar{t}] \\ \bar{T} &= \sum_{j=0}^i \Delta \bar{T}_j \quad [(iz+1)\Delta \bar{t} < \bar{t} < (i+1)z\Delta \bar{t}] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

ここに、

$$\Delta \bar{T}_j = \frac{2}{bd} \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin \xi_s \bar{d} X_s(\bar{x}) \varepsilon_n \cos \zeta_n \bar{y}}{\mu_s (1 + C_s^2) (1 + A_{s1} + A_{s2})} \int_{jz\Delta \bar{t}}^{(jz+1)\Delta \bar{t}} \bar{Q}(\bar{t}') e^{-B_{sn}(\bar{t} - \bar{t}')} D_{sj} d\bar{t}' \dots\dots\dots (10)$$

$$\Delta \bar{T} = \frac{2}{bd} \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin \xi_s \bar{d} X_s(\bar{x}) \varepsilon_n \cos \zeta_n \bar{y}}{\mu_s (1 + C_s^2) (1 + A_{s1} + A_{s2})} \int_{iz\Delta \bar{t}}^{\bar{t}} \bar{Q}(\bar{t}') e^{-B_{sn}(\bar{t} - \bar{t}')} D_{si} d\bar{t}' \dots\dots\dots (11)$$

式 (10) の D_{sj} は

$$D_{sj} = \cos \xi_s \{\bar{x}_0 + \bar{d} + \bar{v}(\bar{t}' - jz\Delta \bar{t})\} + C_s \sin \xi_s \{\bar{x}_0 + \bar{d} + \bar{v}(\bar{t}' - jz\Delta \bar{t})\} \dots\dots\dots (12)$$

で与えられる。なお、 $\bar{x}_0$ は $\bar{v} > 0$ のとき 0 、 $\bar{v} < 0$ のとき $\bar{a}_2 - 2\bar{d}$ である。式 (11) の D_{si} は、式 (12) の右辺の j を i で置換した式で与えられる。

4. 計算結果

歯面における熱伝達率は歯の温度上昇に大きな影響をおよぼす。しかし、回転中の歯車でその値を直接知することは困難である。本研究では、鋼製円筒を用いた実験結果⁽⁸⁾を参考にし、 $\bar{h}_{1,2} \leq 0.5$ とした。理論解の値は、式 (10)、(11) に示す s 、 n の項数がそれぞれ 300 以内の範囲で、収束状態を考慮して求めた。

以下、一様分布移動熱源が繰返し作用するときの温度上昇を表 1 に示す平歯車モデルに対して検討する。

4.1 熱源移動速度と放熱状態の影響 図 3 は、計算に用いた無次元熱量 $\bar{Q}(\bar{t})$ の $0 \leq \bar{t} \leq \Delta \bar{t}$ における状態を示す。 $\bar{t} = \Delta \bar{t} / 2$ はかみあいピッチ点位置に対応する。一対の歯がかみあっている無次元時間に相当する

$\Delta \bar{t}$ 内の $\bar{Q}(\bar{t})$ の平均値は 1 である。図 4 は、図 3 の熱量変動に対して求めた、温度上昇におよぼす熱源移動速度と放熱状態の影響を示す。温度上昇は熱源から見た状態がその前の熱源の繰返しのとおり状態（以後、準定常状態と称する）におけるものである。熱源の左端は $\bar{x}_e = 1.18$ にあり、そのときの $\bar{Q}(\bar{t})$ は図 3 で $\bar{t} = 5\Delta \bar{t} / 8$ における 0.8 である。同じ放熱状態では準定常状態は時間によって決定された。 $\bar{v} = 1$ で準定常状態に達するのに必要な熱源の繰返し数は、 $\bar{v} = 10$ のときの $1/10$ の約 15 であった。図 4 で、 $\bar{y} = 0$ の $0 \leq \bar{x} \leq 2$ の範囲は平歯車の作用歯面に、 $\bar{y} = 2$ の $0 \leq \bar{x} \leq 2$ の範囲はその反作用歯面に相当する。熱源が $\bar{x}_e = 0$ から $\bar{x}_e = 1.8$ まで ($\bar{v} < 0$ のときは $\bar{x}_e = 1.8$ から $\bar{x}_e = 0$ まで) 移動するに要する時間 $\Delta \bar{t}$ は、 $\bar{v} = 1$ では 1.8、 $\bar{v} = 10$ では

0.18である。図4中のH.S.は熱源作用域であることを示す。なお、図4中の破線については5章で触れる。

まず、熱源移動速度の影響について検討する。1回の繰返しで熱源が作用している時間が $\bar{v}=10$ のときの10倍となる $\bar{v}=1$ では、 $\bar{y} \geq 0.5$ とくに $\bar{y}=0$ の熱源作用域およびその近傍の温度上昇は、同じ放熱状態で

表1 計算に用いた平歯車モデルの諸値

$\bar{a}_1$	$\bar{a}_2$	$\bar{b}$	$2\bar{d}$	z
8	2	2	0.2	10

図3 計算に用いた $\bar{Q}(\bar{t})$ (その1)

(a) $\bar{v}=1$

(b) $\bar{v}=10$
 $\bar{h}_3=\bar{h}_4=0$

図4 温度上昇におよぼす熱源移動速度と放熱状態の影響 [図3の $\bar{Q}(\bar{t})$ に対して]

比較するとき、 $\bar{v}=10$ の温度上昇よりかなり大きい。 $\bar{v}=10$ では、これから熱源が作用する熱源作用域右側の温度上昇は、熱源作用域近傍を除けば y 方向の位置によって変化しない。それに対し、 $\bar{v}=1$ では、 $\bar{y}=0$ に近づくほど温度上昇は大きい。ところで、熱源の作用が終わって間もない熱源作用域左側で作用歯面に相当する部分には、前述の $\bar{Q}(\bar{t})=0.8$ より高い熱量を受けた領域があるにもかかわらず、熱源作用域の温度上昇より大きい温度上昇の箇所は見られない。

つぎに、放熱状態の影響について検討する。図4で $\bar{h}_1=0.5$ 、 $\bar{h}_2=0$ はボス部から放熱、歯先面が断熱されている場合、 $\bar{h}_1=0$ 、 $\bar{h}_2=0.5$ はその逆の場合に相当する。放熱状態の影響をわかりやすくするため、計算は極端な条件で行った。熱源移動速度によらず、同じ熱伝達率では、冷却効果は作用歯面に近い歯先面から放熱があるほうがボス部から放熱があるほうより大きい。温度上昇分布は放熱のある面のほうへ傾斜しているが、 $\bar{y}=2$ の面の温度上昇を基準にした温度上昇分布におよぼす放熱のある面の位置の大きな影響はない。

4.2 熱源移動方向の影響 駆動歯車ではかみあい位置は歯元側から歯先側に移るが、被動歯車ではその逆である。図4は熱源が歯元側から歯先側に移動する場合の温度上昇を示した。図5は、 $\bar{v}$ が負すなわち熱源が歯先側から歯元側に移動する場合の図3の熱量変動に対する準定常状態における温度上昇を示す。熱源の左端は $\bar{x}_e=0.62$ にあり、そのときの $\bar{Q}(\bar{t})$ は、図4の場合と同じく図3で $\bar{t}=5\Delta\bar{t}/8$ における0.8である。熱源移動速度の大きさが等しい図4(b)の温度上昇との比較から次のことがわかる。同じ放熱状態では $\bar{y}=2$ の温度上昇におよぼす熱源移動方向の影響はない。また、左右の違いはあるが、図の熱源作用位置では、それぞれの放熱状態で $\bar{y}=2$ の面の温度上昇を基

図5 熱源が歯先側から歯元側に移動する場合の温度上昇 [図3の $\bar{Q}(\bar{t})$ に対して]

準にした熱源作用域およびその近傍の温度上昇分布におよぼす熱源移動方向の影響もない。

4.3 流入熱量の時間的変動状態の影響 図3は流入熱量の時間的変動が $\bar{t}=\Delta\bar{t}/2$ を中心に対称な場合であった。ここで、図6に示す非対称な流入熱量の時間的変動に対する温度上昇を検討する。なお、 $\Delta\bar{t}$ 内の $\bar{Q}(\bar{t})$ の平均値は、図3の場合と同じく1である。図7は、熱源が歯元側から歯先側に移動し、歯先側の流入熱量が大きい場合の準定常状態における温度上昇を示す。熱源の左端は図4の場合と同じ $\bar{x}_e=1.18$ にある。そのときの $\bar{Q}(\bar{t})$ は図6で $\bar{t}=5\Delta\bar{t}/8$ における0.8で、これも図4の場合と同じである。熱源移動速度が等しい図4(b)の温度上昇と比較して、いずれの放熱状態においても、流入熱量の大きい歯先側の温度上昇に若干の違いがあり、また、流入熱量の小さい熱源作用域左側の温度上昇が小さい。しかし、全体的には、 $\bar{y}=2$ の面の温度上昇、 $\bar{y}=2$ の面の温度上昇を基準にした熱源作用域およびその近傍の温度上昇に、図4(b)の場合と大差はない。

5. 考 察

4章で示した計算結果は、ボス部あるいは歯先面から放熱はあるが、歯面にあたる部分から放熱はない場合であった。実際の歯車では当然、歯面からも放熱があり、そのことが歯の温度上昇にいかなる影響をおよぼすかを明らかにすることは重要である。しかし、図1で $y=0$ と $y=b$ の境界面の $-a_1 \leq x < 0$ の領域は断熱され、 $0 \leq x \leq a_2$ の領域からは放熱がある場合の温度上昇の理論解を求めることは困難である。そこで、ここでは y 方向の境界面全体から放熱がある場合の理論解の数値計算結果から、歯の温度上昇におよぼす歯面からの放熱の影響の概略を知ることとする。なお、この場合の理論解は、3章で示した x 方向の境界面から放熱がある場合と同様な手順で容易に求められるので省略する。図8は、 y 方向の温度上昇にできるだけ大きな差がつくように、 $\bar{y}=2$ の境界面からのみ放熱が

あるとした場合の準定常状態における温度上昇を示す。熱源の位置、計算に用いた $\bar{Q}(\bar{t})$ などは図4の場合と同じである。熱源移動速度が等しい図4(b)の場合と比較して、 $\bar{y}=0$ と $\bar{y}=2$ の面の温度上昇の差は少し大きい。しかし、温度上昇分布の形状におよぼす $\bar{y}=2$ の境界面からの放熱の顕著な影響はない。

ところで、歯車におけるスコアリングの発生と温度の関係を検討する場合、接触面の温度は重要である。上述および4章で述べたことから明らかなように、物体全体の温度上昇は放熱状態の影響を大きく受けるが、熱源作用域およびその近傍の温度上昇の分布状態におよぼす放熱状態の影響は小さい。ここで、熱源作用域およびその近傍の温度上昇におよぼす放熱状態の影響について少し詳しく検討する。図4, 5, 7, 8において、 $\bar{v} > 0$ のときは $\bar{x}_e=0$ から $\bar{x}_e=1.18$ までまた $\bar{v} < 0$ のときは $\bar{x}_e=1.8$ から $\bar{x}_e=0.62$ までのいずれも $5\Delta\bar{t}/8$ の時間、熱源の熱量を零にした場合の温度上昇を破線で示した。なお、図4(a)のように、 $\bar{y}=0$ から $\bar{y}=2$ までの各面の破線の温度上昇は同じである。また、図4(b), 5, 7では破線の温度上昇は $\bar{y}=2$ の実線の温度上昇と、また図8では $\bar{x} \leq 1$ の範囲の破線の温度上昇は $\bar{y}=1$ の実線の温度上昇とそれぞれ一致している。 $\bar{y}=0$ で $0 \leq \bar{x} \leq 2$ のいわゆる作用歯面に相当す

図7 歯先側の流入熱量が大きい場合の温度上昇 [図6の $\bar{Q}(\bar{t})$ に対して]

図6 計算に用いた $\bar{Q}(\bar{t})$ (その2)

図8 $\bar{y}=2$ の境界面からのみ放熱がある場合の温度上昇 [図3の $\bar{Q}(\bar{t})$ に対して]

図9 作用歯面バルク温度上昇 $\bar{T}_b$ の時間特性 [図3の $\bar{Q}(\bar{i})$ に対して]

る部分の熱源作用域およびその近傍の温度上昇は、破線で与えられる温度上昇成分と破線の温度上昇を基準にした温度上昇成分の和で与えられる。各図を比較、検討することにより、前者は放熱状態の影響を大きく受けるが、後者はその影響を受けないことがわかる。計算結果によれば、このことは、他の熱源作用位置、平歯車モデルに対して、また準定常状態に達していない場合でも正しい。ここで前者をバルク温度上昇、後者をせん光温度と定義する。せん光温度は、図4に示されるように熱源移動速度が高くなれば急激に小さくなり、また流入熱量の急速な変動に対しても敏感である。一方、バルク温度上昇は、流入熱量の急速な変動には追従できない。図9は、表1に示した平歯車モ

デルに対して求めた、熱源作用域内の $\bar{x}=1.24$ における作用歯面バルク温度上昇 $\bar{T}_b$ の時間特性を熱源移動速度 $\bar{v}$ との関連において示す。 $\bar{v} \geq 10^2$ では、 $\bar{T}_b$ によらず熱源移動速度の影響はわずかである。熱源移動速度によらず、 $\bar{T}_b$ は $\bar{t} \approx 250$ でほぼ定常に達している。

6. 結 言

平歯車におけるスコーリングの発生と温度の関係を究明するための基礎として、平歯車モデルに対し断続的に繰返し作用する移動熱源による温度上昇を解析的に検討した。その結果、作用歯面上の熱源作用域およびその近傍の温度上昇は、放熱状態の影響を受けないせん光温度成分とその影響を大きく受けるバルク温度上昇成分に分離できることが明らかにされた。

文 献

- (1) 藤田・ほか2名, 機論, 47-423, C (昭56), 1518.
- (2) 藤田・ほか3名, 機論, 49-440, C (昭58), 667.
- (3) 藤田・小幡, 機論, 49-445, C (昭58), 1521.
- (4) 藤田・ほか2名, 機論, 50-457, C (昭59), 1612.
- (5) ISO/DIS 6336/4, Calculation of Load Capacity of Spur and Helical Gears-Part 4: Calculation of Scuffing Load Capacity, (1985).
- (6) Patir, N. and Cheng, H.S., ASLE Trans., 22-1 (1975), 25.
- (7) 竹内, 機論, 32-242 (昭41), 1470.
- (8) 小幡, 学位論文 (九州大学), (昭56), 67.

討 論

〔質問〕 河 野 正 来 (呉工業高等専門学校)

(1) 計算に使用された平歯車のモデルでは、かみあい歯たけ a_2 に対する熱源の幅 $2d$ の割合が実際の歯車の場合に比してかなり大きいように思われるが、温度上昇の分布に及ぼす熱源幅の影響はどの程度あるのか。

(2) 図8において、「 $\bar{x} \leq 1$ の範囲の破線の温度上昇は $\bar{v}=1$ の実線の温度上昇と一致している。」とあり、したがって $\bar{v}=2$ では破線の温度上昇が実線の温度上昇よりも高くなっているが、この場合には放熱がある $\bar{v}=2$ の境界面ではせん光温度成分は負になるのか。また、 $\bar{x} > 1$ の範囲ではバルク温度上昇成分はどうなるのか。

〔回答〕 (1) 歯車のスコーリングの研究によく用いられる IAE 試験では、最大荷重時の歯たけ a_2 に対する熱源の幅 $2d$ の割合は約 $1/8$ になる。本研究で

はこのことを考慮してその割合を $1/10$ にした。したがって、ご指摘のようなその割合が実際の歯車の場合に比してかなり大きいということはない。計算結果によると、作用歯面上の熱源作用域およびその近傍の温度上昇のうち、せん光温度成分は熱源の幅が小さくなることにより大きくなったが、バルク温度上昇成分はその影響を受けなかった。なお、せん光温度およびバルク温度上昇に及ぼす熱源の幅など種々の因子の影響については、次報以下で詳細に検討するので、ここでは省略する。

(2) 本研究におけるせん光温度は、作用歯面上の熱源作用域およびその近傍の温度上昇に対し熱伝達率の影響を受けない成分として定義されたものである。ところで、図4(b)と図8の比較からおわかりいただけるように、 $\bar{v}=2$ の境界面では破線を基準にした実線の温度上昇は熱伝達率の影響を受ける。このことは、

$\bar{y}=2$ の境界面ではせん光温度成分が負になるのではなく、著者らのいうせん光温度成分そのものが定義できないことを示している。

つぎに、 $\bar{y}>1$ の範囲におけるバルク温度上昇成分に関するご質問であるが、本研究におけるバルク温度上昇成分は、上述のせん光温度成分と同様に、作用歯面上全体ではなく作用歯面上の熱源作用域およびその近傍について定義されたものであり、一般に作用歯面上の位置によって異なる。したがって、熱源作用域が $\bar{y}>1$ の範囲にある図 8 に対する熱源作用域およびその近傍のバルク温度上昇は、それらの領域内の破線で与えられることになる。

〔質問〕 滝 農彦

〔石川島播磨重工業(株)技術研究所〕

仮定の問題であるが、熱源移動速度の影響は接触時間と同時に熱量 $Q(t)$ に直接影響を与えるので、両者を連立させる必要があるのではないか。また、 $\bar{h}_t=0$ の仮定は非現実的のように思う。一般的に歯車の温度上昇は周速や給油量の影響を顕著に受けるのでご検討いただきたい。

〔回答〕 計算に用いた図 3 に示す $\bar{Q}(\bar{t})$ では、熱

源移動速度が異なることによる接触時間の違いは 1 回の繰返しで熱源が作用する無次元時間 $\Delta\bar{t}$ に含まれているが、熱源移動速度によって流入熱量までは変化しない。ご指摘のとおり熱源移動速度によって熱量 $Q(t)$ も変化すると思うのが一般的であるが、その場合の温度上昇は 3 章で示した理論解から容易に求められる。図 4、7 からもおわかりいただけるように、作用歯面上の熱源作用域およびその近傍の温度上昇は放熱状態の影響を受けないせん光温度成分とその影響を大きく受ける歯面バルク温度上昇成分に分離できるという本研究の結論は、熱源移動速度、流入熱量には左右されない。

つぎに、熱伝達率に関してであるが、本研究の目的が断続的に繰返し作用する移動熱源による長方形物体の温度上昇解析結果から平歯車の作用歯面上の温度上昇に対する考え方を明らかにすることにあつたため、極端な放熱条件で計算した結果のみを示した。ご指摘のように歯車の温度上昇は周速や給油量など放熱条件に関する因子の影響を受けるが、前述の本研究の結論は歯先面およびボス部からともに放熱がある場合についても妥当なものである。