

太陽熱集熱器の特性パラメーター分布

Distribution of Characteristic Parameters
on Solar Collectors鈴木 研 夫*
Akio SUZUKI

Abstract

The high-temperature energy gain at low cost is the fundamental problem in solar collector thermal design. This paper examines the optimum distribution of the characteristic parameters (e. g. the optical efficiency, the heat-loss coefficient and so on) over solar collectors from the standpoint of the energetic and the exergetic concepts. The most interesting results are the identifying of conditions of the distribution which must be satisfied for gaining more useful energy than that of ordinary collectors. The distribution derived from the discussions in this paper indicates that the absorption of insolation is enlarged at the near inlet where the fluid temperature is low and the heat-loss coefficient should be small value at the near outlet where the fluid temperature is high. The well designed collector as such mentioned above gains the thermal energy in high temperature which is also shown by a numerical simulation.

記号表

θ : 局所熱媒体温度 (K)
θ_i : 熱媒体入口温度 (K)
θ_o : 熱媒体出口温度 (K)
θ_a : コレクター等価外気温度 (K)
$\Theta = \kappa MI/U + \theta_a$: コレクター (局所) 上限温度 (K)
F' : プレートファクター (—)
U : (局所) 熱損失係数 ($\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{deg}$)
M : 有効集光比 (—)
c : 熱媒体熱容量 ($\text{W} \cdot \text{s}/\text{kg} \cdot \text{deg}$)
w : 熱媒体質量流量 (kg/s)
κ : (局所) 光学的効率 (—)
S : 集熱板面積 (m^2)
I : 受光日射量 (W/m^2)
$\mu \equiv F' U/M$ ($\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{deg}$)
$\nu \equiv \mu/cw$ (m^{-2})
$\varepsilon = \theta_i - \theta_a$ (deg)

1. 序

通常の太陽熱集熱器 (以下コレクター) において、全熱損失係数、光学的効率等の特性パラメーターは流体温度の上昇にもかかわらず一様に分布している。これは、製造上の手間を考えればごく当り前の事と言えるかもしれない。しかし、温度の低い入口部と充分高

温度になった出口部とで同じ損失係数や光学的効率を持つ事が有効集熱にとって有利である事は考え難い。即ち、入口部での低温流体に対して、多少の温度上昇を行なわせるのに必要以上の断熱効果よりも光学的効率の大小の方が影響が大きい可能性がある。又逆に、充分高温度になった流体の出口部に入口部と同じ断熱性を与えることは無駄な熱損失の原因となりかねない。実際、2種のコレクターに対するカスケード集熱の議論から、一般に断熱性の良いコレクター (例えば真空管式コレクター) のみを用いるよりも、断熱効果は劣っていてもより光学的効率の良いコレクターを初期集熱に一部用いる方がエネルギー的およびエクセルギー的に有利である事が示されている¹⁾。

本論文は以上の発想から、エネルギー的およびエクセルギー的な考察をもとに単一コレクター上での特性パラメーターの連続分布について議論を行なったものである。尚、議論を進める上で、通常的手法通り系は定常状態のもとにあるものと仮定している。

2. モデルコレクター

解析の単純化のために、図1に示した線形コレクタ

* 上智大学理工学部物理教室
(株) 国城金型工業より出向中
Sophia Univ., Dep. of Physics,
on loan from Kokujo Kanagata Ind. Co., Ltd.

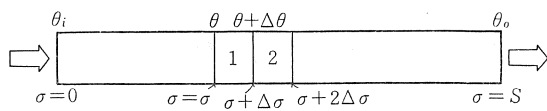


図 1 線形コレクターモデルの概略図

を仮定する。入口から出口までの流管経路を表わすのに、距離の代わりに面積を使って示してある。この線形コレクターは、本質的にWHBモデルと同一のものである。

集熱媒体が入口から $\sigma = \sigma$ だけ進んだ位置での微小領域1を考える(図1)。 $\sigma = \sigma$ から $\Delta\sigma$ だけ進んだ位置での流体温度 $\theta + \Delta\theta$ は、

$$\theta + \Delta\theta = \theta - (\theta - \theta_i) \exp(-\nu \Delta\sigma) \dots\dots\dots (1)$$

で与えられる²⁾。 $\sigma = \sigma$ での流体の温度勾配は、(1)で $\Delta\sigma \rightarrow 0$ の極限を取る事により

$$\frac{d\theta}{d\sigma} = \lim_{\Delta\sigma \rightarrow 0} \frac{\Delta\theta}{\Delta\sigma} = \nu(\sigma) [\theta(\sigma) - \theta_i] \dots\dots\dots (2)$$

で与えられる。 ν , θ が σ に依らず一定値である通常のコレクターに対しては、(2)を解く事により、

$$\theta = \theta - C' \exp(-\nu\sigma) \quad (C' : \text{積分定数})$$

であり、初期条件 [$\sigma = 0$ の時 $\theta = \theta_i$] より

$$\theta = \theta - (\theta - \theta_i) \exp(-\nu\sigma) \dots\dots\dots (3)$$

を得る。 $\sigma = S$ の時に(3)は出口温度 θ_o を与え、

$$\theta_o = \theta - (\theta - \theta_i) \exp(-\nu S) \dots\dots\dots (4)$$

となる。(3), (4)より θ を消去する事により出口温度を用いた流体温度の表式として、

$$\theta = (\theta_o - \theta_i) \frac{1 - \exp(-\nu\sigma)}{1 - \exp(-\nu S)} + \theta_i \dots\dots\dots (3')$$

を得る。

3. エネルギーによる予備解析

図1の2つの微小領域1, 2に2種のカスケード接続の有効条件式¹⁾ $\mu_1(\theta_1 - \theta) \geq \mu_2(\theta_2 - \theta)$ を適用して $\Delta\sigma \rightarrow d\sigma$ とすれば、

$$\mu(\theta - \theta) \geq \left(\mu + \frac{\partial\mu}{\partial\sigma} d\sigma \right) \left(\theta + \frac{\partial\theta}{\partial\sigma} d\sigma - \theta \right) \dots\dots\dots (4)$$

となる。右辺を展開して2次の微小量をゼロと置いて整理すれば、

$$\mu \frac{d\theta}{d\sigma} + (\theta - \theta) \frac{d\mu}{d\sigma} \leq 0 \dots\dots\dots (5)$$

又は、

$$\frac{d}{d\sigma} (\mu\theta) - \theta \frac{d\mu}{d\sigma} \leq 0 \dots\dots\dots (5')$$

を得る。ところで、(2)より $\mu\theta = cw(d\theta/d\sigma) + \mu\theta$ あるから、両辺を σ で微分して、

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\sigma} (\mu\theta) &= \frac{d\theta}{d\sigma} \frac{d}{d\sigma} (cw) + cw \frac{d^2\theta}{d\sigma^2} \\ &+ \mu \frac{d\theta}{d\sigma} + \theta \frac{d\mu}{d\sigma} \end{aligned}$$

となる。線形コレクターの場合、流量 w と熱容量 c の積は(温度による変化を無視することで)近似的に一定であると見做す事ができ、結局、

$$\frac{d}{d\sigma} (\mu\theta) = cw \frac{d^2\theta}{d\sigma^2} + \mu \frac{d\theta}{d\sigma} + \theta \frac{d\mu}{d\sigma}$$

となるので(5')に代入すれば、

$$\frac{d^2\theta}{d\sigma^2} + \nu \frac{d\theta}{d\sigma} \leq 0 \dots\dots\dots (6)$$

を得る。

次に、2種のカスケード接続に対して導かれた最高出口温度を得るための条件式¹⁾

$$\frac{(1-r)S_i}{cw} = \frac{1}{\mu_1} \ln \left[\left(\frac{\mu_1 - 1}{\mu_2} \right) \frac{\theta_1 - \theta}{\theta_2 - \theta_1} \right]$$

(ここで、 r は領域2の面積割合、 S_i は領域1と2の総面積)を先の2つの微小領域に適用する。この時、 $r = 1/2$, $S_i = 2\Delta\sigma$ より

$$\frac{\Delta\sigma}{cw} = \frac{1}{\mu} \ln \left[\frac{\theta - \theta}{\mu(\sigma + \Delta\sigma)} \left(-\frac{\Delta\mu}{\Delta\sigma} \right) / \left(\frac{\Delta\theta}{\Delta\sigma} \right) \right]$$

となり、 $\Delta\sigma \rightarrow 0$ の極限を取って整理すれば、

$$\mu \frac{d\theta}{d\sigma} + (\theta - \theta) \frac{d\mu}{d\sigma} = 0 \dots\dots\dots (7)$$

を得る。(5)と比較する事により、(5)および(6)の不等号は消え、結局エネルギー的な特性値の有効分布は(7)の微分方程式を満たさなければならない事がわかる。同様の考察により、(6)は(7)と同等の式として、

$$\frac{d^2\theta}{d\sigma^2} + \nu \frac{d\theta}{d\sigma} = 0 \dots\dots\dots (8)$$

となる。 ν , $\theta =$ 一定として、境界条件 [$\sigma = 0$ で $\theta = \theta_i$, $\sigma = S$ で $\theta = \theta_o$] のもとで(8)を解けば、その解が(3')と一致する事は容易に確かめる事ができる。この事は、通常特性値一様分布のコレクターもエネルギー的な有効条件を満足しているものと解釈する事ができる。

4. エクセルギーによる予備解析

熱媒体がコレクター内を流れる時の微小領域1で取得されるエクセルギー流 $\dot{A}_\varepsilon$ は、

$$\dot{A}_\varepsilon = \int_{\sigma}^{\sigma + \Delta\sigma} cw \left(1 - \frac{\theta_a}{\theta} \right) \frac{d\theta}{d\sigma} d\sigma' \dots\dots\dots (9)$$

で与えられる。(2)を(9)に代入すれば、

$$\dot{A}_\varepsilon = \int_{\sigma}^{\sigma + \Delta\sigma} \mu (\theta - \theta) \left(1 - \frac{\theta_a}{\theta} \right) d\sigma' \dots\dots\dots (10)$$

となる。(10)における被積分関数を φ と置き θ に関

して変分を行なえば、エクセルギー的な有効条件式として、

$$\theta = (\theta_a \Theta)^{1/2} \quad (\because \mu \neq 0) \quad \dots\dots\dots(11)$$

を得る事ができる。この式は最大エクセルギー流を得るための θ と Θ の関係式として解釈できる。

通常の単一コレクターに対する(11)の物理的解釈としては、 θ が σ の関数でありかつ Θ は全体に亘って一定である事より、 θ_i から θ_o まで全てを等しい温度 $(\theta_a \Theta)^{1/2}$ で熱媒体を流す事に相当する。即ち、 $w \rightarrow \infty$ で $\theta_i = (\theta_a \Theta)^{1/2}$ とした場合を表わしており、先の論文^{2,3,4)}の結果と一致している。

5. 考 察

ここまで、エネルギー的およびエクセルギー的な予備解析を行ってきた。本章では、それら両者を統合して考察を進める。

エクセルギーからの有効条件式(11)をエネルギーによる有効条件式(7)に代入して整理すれば、

$$\frac{d\theta}{\theta - (\theta_a \Theta)^{1/2}} = -\frac{d\mu}{\mu} \quad \dots\dots\dots(12)$$

を得る。(12)の両辺をそれぞれ積分すれば、

$$\mu(\Theta^{1/2} - \theta_a^{1/2})^2 = K \quad (K: \text{積分定数}) \quad \dots\dots(13)$$

を得る。 Θ も μ も共に σ の関数であるので、全ての σ に対して(13)の関係が成立しなければならない。当然ながら通常のコレクターも(13)の関係を満足している。この事はある条件のもとでは、 μ も Θ も σ に依らず一定値である事がエネルギー、エクセルギー的に有利である事を示唆するものであるが、この事に関しては後に述べる事により合理性は保たれている。

ところで μ と Θ の関係は、その定義により、

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\kappa F' I} (\Theta - \theta_a)$$

であり、この式を(13)に代入して整理すると

$$\frac{\Theta}{\theta_a} = \left(\frac{\kappa F' I / K + 1}{\kappa F' I / K - 1} \right)^2 \quad \dots\dots\dots(14)$$

又は、

$$\frac{\kappa F' I}{K} = \frac{\sqrt{\Theta/\theta_a} + 1}{\sqrt{\Theta/\theta_a} - 1} \quad \dots\dots\dots(14')$$

を得る。(14)を図2に示す。図より、

$$\frac{\kappa F' I}{K} = 1 \quad \text{の時} \quad \Theta/\theta_a = \infty$$

$$\frac{\kappa F' I}{K} \rightarrow \pm \infty \quad \text{の時} \quad \Theta/\theta_a \rightarrow 1$$

となる事がわかる。尚、通常のコレクターのように $(\kappa F' I)$ が σ に依らずに一定値を持つならば、 Θ の値も(14)より決められた値で σ に依らずに一定値となる事がエネルギー的にもエクセルギー的にも有利であ

る事が窺える。この時の最適値は(14)における Θ の最大値で与えられる。即ち、 $\Theta \rightarrow \infty$ の時であり、 M が有限に確定される事から $U \rightarrow 0$ が要請され、物理的な合理性は保たれている。尚この時、 K の値は(14)より $(\kappa F' I)$ に等しくなくてはならない。

5. 1 入口温度依存性

特性パラメータ分布は入口温度 θ_i にも大きく依存している。この事は(11)よりも明らかである。以下入口温度が外気温 θ_a に等しい場合とそうでない場合に分けて考察してみる。

○ $\theta_i = \theta_a$ の時

先のエクセルギーの議論の中で(11)を入口温度に適用すれば、 $\theta_i = \theta_a$ の時には $\Theta/\theta_a = 1$ となる事がわかる。これは(14)の漸近線となっている。即ち、 $\kappa F' I / K \rightarrow \pm \infty$ の時の値である。(13)より、 $K \geq 0$ が要請されるので、結局 $\theta_i = \theta_a$ の時は $\kappa F' I / K \rightarrow +\infty$ でなければならない。ここで、 κ 、 F' 、 I の各々は当然有限である事より $K \rightarrow 0$ でなければならない。この時、図2より $\Theta \rightarrow \theta_a$ であり、その結果 $\kappa M I / U \rightarrow 0$ 、即ち $U \rightarrow \infty$ 又は $\kappa I \rightarrow 0$ である。この事は、コレクター上での特性値分布の存在が否定される。即ち、 $\theta_i = \theta_a$ の時は流体温度は常に $\theta = \theta_i$ が保たれなくてはならない事になる。しかしこの場合は、当然取得エネルギーおよび取得エクセルギーが共にゼロとなり、両者の最小の場合であって最適分布ではない。

$\theta_i = \theta_a$ の時の取得エクセルギー流が最大となるのは $\Theta \rightarrow \infty$ の時である。即ち、図2又は(14)より $\kappa F' I / K = 1$ に相当する。この事は次の議論で示す事ができる。

○ $\theta_i = \theta_a + \varepsilon$ の時

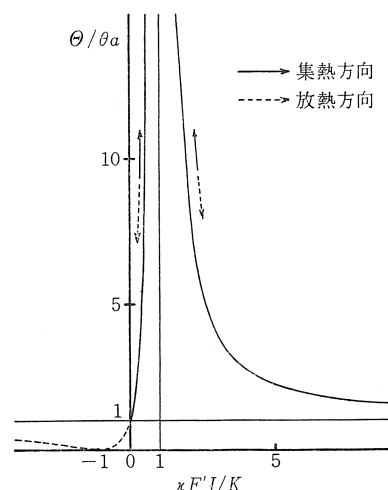


図2 局所コレクター上限温度と $(\kappa F' I)$ の関係

この時定数 K は (13) と (11) より

$$K = \mu_0 (\theta_0^{1/2} - \theta_a^{1/2})^2 \\ = x_0 F_0' I_0 - 2\mu_0 \varepsilon \quad \dots\dots\dots (15)$$

で表わされる。ここで、添字 'o' は入口での値である事を示す。

次の準備として、 $\kappa F' I / K$ および θ に対する σ に関する勾配の関係式を求めておく。先ず、 $\kappa F' I = \mu(\theta - \theta_a)$ の関係より、両辺を σ で微分してやれば、

$$\frac{d}{d\sigma}(\kappa F' I) = \mu \frac{d\theta}{d\sigma} + (\theta - \theta_i) \frac{d\mu}{d\sigma} + \varepsilon \frac{d\mu}{d\sigma} \\ = \varepsilon \frac{d\mu}{d\sigma} \quad (\because (7)) \quad \dots\dots\dots (16'') \\ = -\varepsilon \frac{\mu}{\theta - \theta} \frac{d\theta}{d\sigma} \quad (\because (7)) \quad \dots\dots\dots (16')$$

を得る。両辺を正の定数 K で割れば、

$$\frac{d}{d\sigma} \left(\frac{\kappa F' I}{K} \right) = -\varepsilon \frac{\mu \theta_a}{K(\theta - \theta)} \frac{d}{d\sigma} (\theta / \theta_a) \quad \dots\dots\dots (16)$$

が与えられる。ここで、右辺の $\mu / K(\theta - \theta)$ は常に正の量である。(16) より、

$\varepsilon > 0$ の時

$$\text{sign} \left[\frac{d}{d\sigma} \left(\frac{\kappa F' I}{K} \right) \right] = \text{sign} \left[\frac{d}{d\sigma} (\theta / \theta_a) \right]$$

$\varepsilon < 0$ の時

$$\text{sign} \left[\frac{d}{d\sigma} \left(\frac{\kappa F' I}{K} \right) \right] = \text{sign} \left[\frac{d}{d\sigma} (\theta / \theta_a) \right] \quad \dots\dots\dots (17)$$

である事がわかる。ここで、 $\text{sign}[X]$ は X の符号を表わす。

次に、 ε による (14) の領域区分について考えてみる。(16) より、

$$\frac{d(\theta / \theta_a)}{d(\kappa F' I / K)} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{K(\theta - \theta)}{\mu \theta_a} \quad \dots\dots\dots (16'')$$

であり、(16'') より、

$$\varepsilon > 0 \text{ の時} \quad \frac{d(\theta / \theta_a)}{d(\kappa F' I / K)} < 0 \\ \varepsilon < 0 \text{ の時} \quad \frac{d(\theta / \theta_a)}{d(\kappa F' I / K)} > 0 \quad \dots\dots\dots (17')$$

となる。即ち、図2と(17')より

$$\varepsilon > 0 \text{ の時} \quad \frac{\kappa F' I}{K} > 1 \text{ の領域} \\ \varepsilon < 0 \text{ の時} \quad 0 \leq \frac{\kappa F' I}{K} < 1 \text{ の領域} \quad \dots\dots\dots (18)$$

である事がわかる。ここで、 $\varepsilon \rightarrow 0$ を考えれば、(16'') より、

$$\varepsilon \rightarrow 0 \text{ の時} \quad \frac{d(\theta / \theta_a)}{d(\kappa F' I / K)} \rightarrow \infty \quad \dots\dots\dots (19)$$

即ち、 $\kappa F' I / K = 1$ となる事がわかる。 $\varepsilon = 0$ の時に

$\kappa F' I / K = 1$, $\theta \rightarrow \infty$ となる事は、 $\theta_i = \theta_a$ の時には $U \rightarrow 0$ となる事に対応しており、この場合にコレクターは最適分布である事がわかる。この事をはっきりさせるために (15) を (14) に代入してみれば、

$$\frac{\theta}{\theta_a} = \left\{ \frac{\kappa F' I / (\kappa_0 F_0' I_0 - 2\mu_0 \varepsilon) + 1}{\kappa F' I / (\kappa_0 F_0' I_0 - 2\mu_0 \varepsilon) - 1} \right\}^2 \quad (20)$$

となり、 $\varepsilon = 0$ の時 θ / θ_a は有限値を取るようになるが、その入口部で $\kappa F' I = \kappa_0 F_0' I_0$ である事を考えれば、 $\theta / \theta_a = \infty$ となって (19) と一致する事がわかる。入口部を過ぎた所においても、先の議論より $\theta / \theta_a = \infty$ は保たれていなくてはならず、結局 $\theta_i = \theta_a$ の時のエネルギー的・エクセルギー的な最適分布は $U = 0$ の場合である事がわかる。

以上の事をまとめれば、図2の領域の ε の依存性として、

$$\varepsilon > 0 \text{ の時} \quad \frac{\kappa F' I}{K} > 1 \\ \varepsilon = 0 \text{ の時} \quad \frac{\kappa F' I}{K} = 1 \quad \dots\dots\dots (21) \\ \varepsilon < 0 \text{ の時} \quad 0 \leq \frac{\kappa F' I}{K} < 1$$

と区分できる事がわかる。

次に、(21) で決められた領域において、図2上での集熱方向について考えてみる。(11) の両辺を σ で微分すれば、

$$\frac{d\theta}{d\sigma} = \frac{1}{2} \left(\frac{\theta_a}{\theta} \right)^{1/2} \frac{d\theta}{d\sigma} \quad \dots\dots\dots (22)$$

となる。エネルギー的な意味での集熱の必要十分条件は、あらゆる σ に対して $d\theta/d\sigma > 0$ が成立することであり、これを (22) に適用すれば、

$$\frac{d\theta}{d\sigma} > 0 \quad \dots\dots\dots (23)$$

が得られる。(23) はエクセルギーの立場からの有効集熱の十分条件である。(23), (21) および (17') を考慮すれば、図2の実線矢印が集熱方向、点線矢印が放熱方向である事がわかる。即ち、 $\varepsilon > 0$ の場合は $(\kappa F' I \rightarrow \text{小})$ が $(\theta \rightarrow \text{大})$ である事が有効集熱の条件であり、 $\varepsilon < 0$ の場合は、 $(\kappa F' I \rightarrow \text{大})$ が $(\theta \rightarrow \text{大})$ となる事が有効集熱の条件であるという事になる。 $\varepsilon < 0$ での集熱の場合、図2の上から $\theta_0 \leq \theta_a$ までの集熱しか行なえない。 $\theta_0 > \theta_a$ の集熱を行なう場合、 $\theta = \theta_a$ となった時点で別の通常のコレクターを通し、第3のコレクターのための ε をかせぐ必要があるものと考えられる。第2のコレクターの特性は第3のコレクターに適した ε を供給できるものでなくてはならないが、そのコレクター自身も $\theta_i = \theta_a$ における最大エクセルギー効率²⁾で運転される事が望ましいであろう。

$\varepsilon < 0$ の場合の実線矢印方向の物理的解釈としては、 ε が小さければ小さい程 ($|\varepsilon|$ が大) θ は小さい方が良いという事から、この場合には外気からも積極的に熱を吸収する方が良いという事である。又、 θ が θ_a に近づくにつれ、外気との温度差が小さくなるので断熱性を増やす事を示唆している。

(16) を考慮して以上の事をまとめれば、

$\varepsilon > 0$ の時

$$\frac{d}{d\sigma}(\kappa F' I) < 0 \quad \text{かつ} \quad \frac{d\theta}{d\sigma} > 0$$

$\varepsilon < 0$ の時

$$\frac{d}{d\sigma}(\kappa F' I) > 0 \quad \text{かつ} \quad \frac{d\theta}{d\sigma} > 0$$

.....(24)

となる様な分布が、エネルギー・エクセルギー的な有効集熱を行なうための条件である事がわかる。

5.2 計算機シミュレーション

ここまでの議論では、各パラメーター分布に対して流量 w は全く依存していない。又それぞれの分布も確定された訳ではなく、条件式 (24) が導かれただけである。この条件の正当性を確認するために、簡単な計算機シミュレーションを行ない、その結果の一例を図 3 に示す。ここで、 F' 、 I 、 M は一定 ($F' \equiv 1$ 、 $I \equiv 800 \text{ W/m}^2$ 、 $M \equiv 1$) とし、光学的効率として、 $\kappa(\sigma) = 2^{-\sigma/5}$ の分布を与えた。更に ε として 10 deg を仮定し、熱媒体は水で $1 \text{ g/s} \cdot \text{m}^2$ の流量であるとした。 κ の分布と (14) より、 $U(\sigma)$ の分布は σ に関する単調減少関数となっている。曲線 A は分布を持つコレクターの昇温曲線であり、曲線 B は、A における κ および U の値の全体の平均値 $\bar{\kappa}$ 、 $\bar{U}$ で構成された通常の平板形コレクターの昇温曲線を示してある。予想された通り、出口温度は特性パラメーターの分布を持ったものの方 (A) が高くなっている。流量が増すに従い両者の差は縮まり、 $w \rightarrow \infty$ では遂に一致するであろう。曲線 B は前半の大部分の領域で A を上回っているが、これはその領域での断熱性が A の場合より勝っているためである。しかし、集熱の後半においてその立場は逆転し、B が伸び悩んでいるのに反し、A の方は

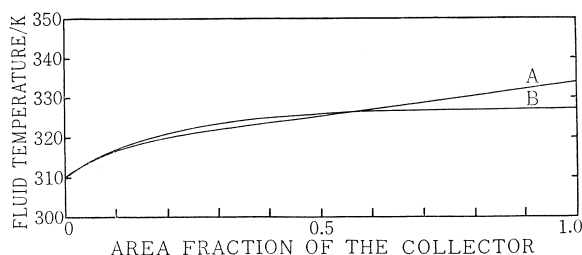


図 3 分布を持ったコレクター (A) と通常の平板型コレクター (B) の昇温曲線

昇温を続けている。即ち、計算機シミュレーションの結果は先の議論の結果を支持するものである。

5.3 最適特性パラメーター分布

5.1 の議論では、先に指摘した通り最適分布の確定はできない。そこでここでは、 $(\kappa F' I)$ と θ の最適分布が満たすべき方程式について述べる。 $(\kappa F' I)$ は θ の分布が確定すれば、(14) により残りの片方の分布も一意に確定することができる。

(11)、(14) より流体温度と $(\kappa F' I)$ の関係は、

$$\theta = \pm \left| \frac{k+1}{k-1} \right| \theta_a \quad \text{.....(25)}$$

で表わされる。ここで、

$$k \equiv \frac{\kappa F' I}{K} \geq 0 \quad \text{.....(26)}$$

と置いた。(25) を σ に関して微分すれば、

$$\frac{d\theta}{d\sigma} = \mp \frac{2\theta_a}{(k-1)^2} \frac{dk}{d\sigma} \quad \text{.....(27)}$$

であり、更に二次微分は、

$$\frac{d^2\theta}{d\sigma^2} = -\frac{2\theta_a}{(k-1)^2} \left\{ \pm \frac{2}{|k-1|} \left(\frac{dk}{d\sigma} \right)^2 \mp \frac{d^2k}{d\sigma^2} \right\} \quad \text{.....(28)}$$

となる。(27) と集熱条件 $d\theta/d\sigma > 0$ を合わせて考えれば、 $\varepsilon > 0$ の時 (24) より $dk/d\sigma < 0$ でなければならない。即ち、(25)、(27)、(28) の各々の符号は上が $\varepsilon > 0$ の時であり、下が $\varepsilon < 0$ の場合に相当する。以下では、 $\varepsilon > 0$ の場合に限って式を立ててみる。

(27)、(28) をエネルギーの議論から導かれた条件式 (8) に代入して整理すれば、

$$\frac{d^2k}{d\sigma^2} + \frac{1}{4p}(k-1)^2 \frac{dk}{d\sigma} - \frac{2}{k-1} \left(\frac{dk}{d\sigma} \right)^2 = 0 \quad \text{.....(29)}$$

が得られる。ここで、

$$p \equiv \frac{c w \theta_a}{K} \quad \text{.....(30)}$$

と置いた。先の議論では、 $k-\theta$ の関係は流量に全く依存しないで進められてきたが、(29) より k 即ち $(\kappa F' I)$ の分布は流量 w に依存して決定されるのがわかる。(29) は非線形微分方程式となっており、解析的に解く事は困難である。

k の代わりとして θ の最適分布が満たすべき微分方程式は、同様の手法により、

$$\frac{d^2\theta}{d\sigma^2} + \frac{p}{(\sqrt{\theta/\theta_a}-1)^2} \frac{d\theta}{d\sigma} - \frac{1}{2\theta} \left(\frac{d\theta}{d\sigma} \right)^2 = 0 \quad \text{.....(31)}$$

として与えられる。(29) と (31) は (14) の関係により全く同等のものである。

9. ま と め

コレクターにおける特性パラメーター分布に対する以上の考察により、通常のコレクターの様に、光学的効率や損失係数がコレクター全体に一様分布しているよりも、入口部から出口部までである条件のもとに分布を与えた方がその集熱効率が上昇することが示された。この事は、単一コレクターとして考えるよりも、むしろ大規模なコレクター群を構成する場合に有効性を発揮するものと考えられる。

その構成としては、2種のコレクターのカスケード接続¹⁾でも示された様に、集熱の初期段階では光学的効率が高いが損失係数は大きく、逆に最終段階では光学的効率は低い損失係数は小さいように組まなければならない。もし全体の光学的効率が等しいならば、分布やカスケード接続の意味は無くなり、集熱効率は熱損失の低いもので統一した場合の方が高くなるであろう。

更に実際のコレクターとしての可能性の面では、例えば日射自身をフレネルレンズやフレネルプリズム⁵⁾などを使用して個別の集熱板上に振り分ける事も考えることができる。このタイプの集熱器は既に押田⁶⁾に

よって試作、実験されているが、その有効性についても文献1)や本論文によって充分説明のつくものと考えられる。

謝 辞

本研究を進める上で、有益なる多大な助言を常に頂きました上智大学 押田勇雄教授に感謝致します。更に、この研究の機会を御与え下さいました(株)国城金型工業 平松保社長にも深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) 鈴木研夫：第8回日本太陽エネルギー学会講演論文集，(1982) 153
- 2) 鈴木研夫：日本太陽エネルギー学会誌，8 (1982) 5；ibid.，9 (1983) 59
- 3) A. Bejan et al.：J. Solar Energy Eng.，103 (1981) 23
- 4) 藤原正純ら：第7回日本太陽エネルギー学会講演論文集，(1981) 69
- 5) 押田勇雄：ibid.，(1981) 29
- 6) 押田勇雄：第6回日本太陽エネルギー学会講演論文集，(1980) 25

(昭和58年6月17日 原稿受理)

学会ニュース

●第11回理事会議事録(抄)

日 時 昭和59年3月26日(月) 15:00—17:30

場 所 学士会館 307号室

出席者 押田会長、木村、渡部副会長、石川、植崎(石橋、代)、斉藤、田中、谷、中島、野口、事務局(高尾)

議 事

1. 入会申込みの承認について
個人会員6名の入会を承認した。
2. 昭和59年度事業計画について
総会上程の事業計画(案)を検討した。
3. 第6期理事選挙の結果について
押田会長より3月23日(金)13:30より選挙管理委員会を開いて開票した結果の報告が行われ、上位得票18位までの各氏に理事就任の手続きを行うこととした。(得票18位までの氏名=50頁を参

照ください。)

4. 昭和58年度決算報告及び昭和59年度予算(案)について
総会上程の決算報告及び予算(案)について検討した。
5. 関西支部昭和58年度決算報告について
斉藤理事(関西支部副会長)より関西支部の収支決算報告が行われた。
6. 投稿規定、執筆要綱改正案について
木村副会長(編集委員長)より、理事会の意見をとり入れた編集委員会の改正案の提示及び説明が行われ、各理事これを持帰って検討しておき後日の理事会にて審議することとした。
7. 第5回日本熱物性シンポジウムの協賛について
日本伝熱研究会から依頼のあった標記シンポジウムに協賛することとした。

(43ページへつづく) \