

渦領域の衝突

日本工学院 阿部盛夫 (Morio Abe)

東京電機大 福湯章夫 (Akio Fukuyu)

1. 序

非粘性流体中の渦の運動は、流体力学の基本的な問題の一つとして、近年さまざまな角度から研究されている。本稿では特に軸対称流および二次元流において、渦度が零でない点が有限領域を占めるとき（このような領域を渦とよぶことにする）、渦同志の相互作用によって渦領域が時間とともにどのように変形するかを調べる。

2. 渦輪の衝突

円形の非粘性渦輪が平面固体壁に正面衝突する問題を考えよう。この問題は同軸上反対向きに進行する円形の渦輪の衝突と等価である。よく知られているように、曲率が有限の無限に細い渦糸は無限大の速度を持つことになるので、渦輪の運動を考察する際には断面積が有限として扱わなければならない。そこで、断面が半径が σ の円形で、半径が a の渦輪

を考へる(図1)。このやうな渦輪の軸方向の進行速度 V は、流体境界の影響が無視できるとすれば、 $a \gg \sigma$ のとき

$$V = \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{1}{a} \log\left(\frac{8a}{\sigma} - \frac{1}{4}\right) \quad (1)$$

で与えられる。 Γ は渦輪の循環の強さである。渦輪が平面壁から十分離れているときには、渦輪は(1)の速度で進行するが、

壁に近づくとつれて像の渦輪の影響で進行速度は減少し、半径は増大するはずである。このとき、循環 Γ は一定に保たれるが、渦輪の断面積は半径に反比例して減少する。J. Walkerら[1]は1個の渦輪に対する Helmholtz の解を重ね合わせて渦輪の衝突の軌跡を数値的に求めている。Helmholtz の解は断面と円形としているので、上の結果は渦輪と平面壁の距離が断面の半径より十分大きいときのみ正しい。渦輪が平面壁に衝突する過程で、十分時間がたつたときには、断面の変形を考慮しなければならぬことは以下の考察で明らかである。

仮に渦輪の断面が円形のまま、で平面壁に接近したとき(2)。接近するにつれて渦輪の半径は増大し、それにつれて壁に対する接近速度は減少するので、 $t \rightarrow \infty$ の極限では、渦輪と

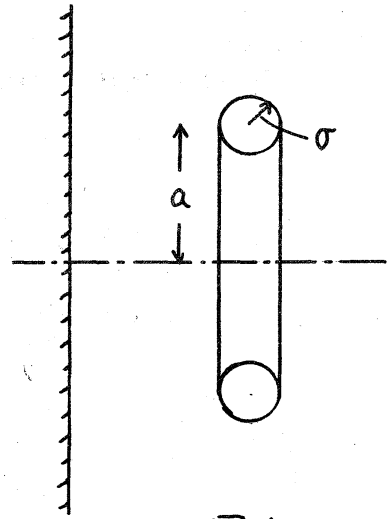


図1.

平面壁の距離 l は, (a) $l \rightarrow l_{\infty} \neq 0$, か (b) $l \rightarrow 0$, のいずれかになるであろう。 (a) の場合, 十分時間がたつた後では流れは局所的には $2l_{\infty}$ の距離にある平行な渦系対による流れで近似できる。このような渦系対は一定の並進速度を持つので, $t \rightarrow \infty$ でも渦輪の半径は t に比例して増大し, 渦系の断面積は t^{-1} で減少する。したがって, $t \rightarrow \infty$ では渦系の誘導する運動エネルギーは無限大に発散することになる。 (b) の場合は, 渦系が細くなるにつれて渦系対の相対距離も減少するので相互作用エネルギーのため (a) のようなエネルギー発散は起こらないが, 循環一定の反平行の渦系が限りなく接近するのために渦系対の並進速度が無限に大きくなり, 渦輪の流体部分の運動エネルギーが発散することになる。いざしにしても, 非粘性流におけるエネルギー保存則に反する。

以上の考察から, 渦輪が平面壁に接近するにしたがって断面の形は扁平に変形し, いくら接近しても渦対の並進速度が有限に保たれろと考えなければならぬ。二次元流で反対向きの対称な渦領域が存在する場合の定常解が Pocklington [2] によって得られている。これによれば, 2つの渦領域が十分接近すると, 渦領域の形は流の進行方向に扁平な楕円形に変形する。渦領域の並進速度は領域の表面の流線の速度に近づくので, 極限では並進速度は零になる。

3. 計算方法

ここでは、軸対称流中の渦領域の变形を調べるための計算法を与える。流れの場には円筒座標系 (X, ρ, ϕ) を導入する。 Ω を渦度が零でない領域（渦輪の古めき領域）、 $\partial\Omega$ とその境界とする。領域内の渦度分布が与えられたとき、点 X に誘導される速度 $v(X)$ に対する渦輪の微小部分 $\delta X'$ の寄与は、ポテンシャル部分を別にすれば、次の Biot-Savart 則で与えられる。

$$\delta v(X) = - \frac{(X - X') \times \omega(X')}{4\pi |X - X'|^3} \delta X', \quad X' \in \Omega \quad (2)$$

軸対称流における渦度方程式は、

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{\omega}{\rho} \right) = 0 \quad (3)$$

である。したがって、初期の渦度分布が m を定数として

$$\omega(X) = \begin{cases} -m\rho, & (X \in \Omega) \\ 0 & (X \notin \Omega) \end{cases} \quad (4)$$

の形に与えらば、以後の渦分布は各時刻における渦領域の境界 $\partial\Omega$ だけで決まることになる。特に、半径 a の Hill の球形渦は、 U を渦の並進速度として

$$m = \frac{15U}{2a^2} \quad (5)$$

になる。

軸対称流の場合，(2) を ϕ について積分して，(4) の積分
布に対して，断面積が $dx'dp'$ の微小渦輪が $X = (X, P, \phi)$ に
誘導する速度 δv_x ， δv_p は

$$\delta v_x = -\frac{m}{2\pi} \left[\frac{2P^3 - P\{(X-X')^2 + P^2 + P'^2\} E(k)}{\{(X-X')^2 + (P-P')^2\} \{(X-X')^2 + (P+P')^2\}^{\frac{1}{2}}} + \frac{PK(k)}{\{(X-X')^2 + (P+P')^2\}^{\frac{1}{2}}} \right] dx'dp' \quad (6)$$

$$\delta v_p = -\frac{m}{2\pi} \left[\frac{P'(X-X')\{(X-X')^2 + P^2 + P'^2\}}{P\{(X-X')^2 + (P-P')^2\} \{(X-X')^2 + (P+P')^2\}^{\frac{1}{2}}} + \frac{PK(k)}{\{(X-X')^2 + (P+P')^2\}^{\frac{1}{2}}} \right] dx'dp' \quad (7)$$

となる。ここで， $K(k)$ ， $E(k)$ は第一種および第二種完全楕円
積分である。 k は

$$k^2 = \frac{4PP'}{(X-X')^2 + (P+P')^2} \quad (8)$$

で与えられる。軸対称流では ϕ 依存性はないので，以後土で
定めた渦領域 Ω の $\phi = \text{一定}$ の面での開口 (i.e. 渦輪の断面) を
 $\partial\Omega$ ，この境界を $\partial\Omega$ で表す。(6)，(7) 式を Ω について積
分すれば渦輪が誘導する速度 $v(X)$ が得られる。

渦輪の境界は常に同じ流体粒子で形成されるので，境界の
変形は境界上の各流体粒子が各時刻ごとに $v(X)$ ($X \in \partial\Omega$) の
速度を持つと考えると追跡できる。

ここでは渦輪の境界 $\partial\Omega$ を N 多角形で近似し， N 個の頂点
の運動を調べることによって $\partial\Omega$ の変形を求める。

図2に (X, P) 面の断面 Ω を示す。平面壁は $X=0$ とする。 Ω 上の N 個の分割点を P_1, P_2, \dots, P_N とし、添字については境界に沿って反時計まわりに並べる。 P_j の座標を (X_j, P_j) とする。渦輸送の誘導速度を求めよ。ために、図2のように隣接する頂点

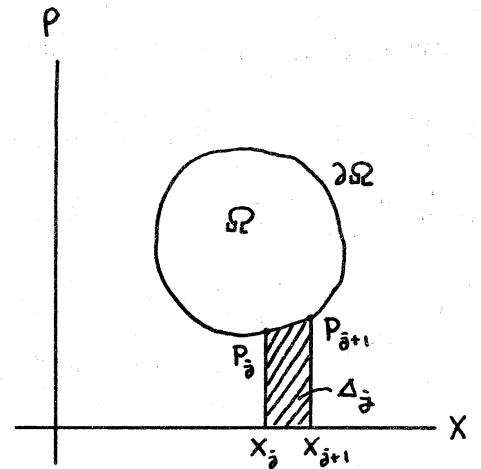


図2

P_j, P_{j+1} と点 $(X_j, 0), (X_{j+1}, 0)$ を頂点とする台形の渦領域 Δ_j を考える。 Δ_j 内の渦度分布は、 $m > 0$ として

$$\omega(x, p) = \begin{cases} -mp & (X_j < X_{j+1} \text{ のとき}), \\ mp & (X_j > X_{j+1} \text{ のとき}), \end{cases} \quad (x, p) \in \Delta_j \quad (9)$$

とする。この台形渦領域 Δ_j の誘導速度 $v_j(x)$ を求め、これを j について 1 から N まで加えよと渦輸送の誘導速度が求まることになる。すなわち、点 x での渦輸の誘導速度を

$$v(x) = \sum_{j=1}^N v_j(x) \quad (10)$$

の形で計算する。

尚、誘導速度の P 成分 v_p については、(7) は X' については初等的に積分できるので、上で与えた台形領域のかわりに X 軸に平行な台形領域を考えた方がよい。実際、(7) を X' に

ついでに不定積分は

$$-\frac{m}{\pi} p' \sqrt{\frac{p'}{p}} \left[\frac{2-k^2}{2k} K(k) - \frac{E(k)}{k} \right] dp' \quad (11)$$

で与えられる。ここに、

$$k = \frac{4pp'}{(x-x')^2 + (p+p')^2} \quad (12)$$

である。

このような台形渦領域 Δ_0 を導入すると、 Ω_0 が (X, P) 平面で凸集合でない場合でも全く同じように扱えるので便利である。尚、二次元流に対する contour dynamics も同じ方法で導くことができる。

4. 計算結果

図3にHillの球形渦が平面壁と衝突する場合の渦領域の変形の様子を示した。ここでは、 $t=0$ で内形を46辺形に等分割した。平面壁は $X=0$ (以下、図4、図5も同様)で、球形渦の半径1に対し、 $t=0$ での球形渦の中心を $(2, 0)$ とした。時間積分にはEuler法を用い、 $\Delta T = 0.02$ とした。図3には10ステップごとの渦領域の断面を示してある。この図の尺度では、 $T=0.14$ 以後は渦領域が平面壁に接触しているように見えるが、実際には有限距離は保たれていること

に注意する。 $T = 0.16$ 以後には渦領域の後部よどみ区附近でくびれが起こっている。これは、Hillの球形渦に扁円形の変形を与えた場合の Moffatt と Moore [3] の結果と一致している。

図4には渦輪が平面壁と衝突する場合の計算結果を示す。横軸が渦輪の中心軸で、図には渦輪の一つの断面の変形の様子を示した。初期の断面の半径を1としたとき、渦輪の半径は2(比較的太い渦輪)とし、断面の中心の初位置は(2,2)とした。ここでは円形を60等分割し、 $\Delta T = 0.02$ とした。図4には4ステップごとの断面を示してある。2節で予想したように、渦輪が平面壁に接近すると、断面の形は円から大きく変形することがわかる。

以下の図5, 6, 7には二次元流についての計算結果を示す。図5は反平行の円形渦管対が平面壁($X=0$)と衝突したときの一つの渦管の変形をプロットした。渦管の断面の中心の初位置は(3.0, 1.3)で円形を60等分割した。 $\Delta T = 0.01$ とし、図には160ステップごとの断面を示した。二次元流の場合は、渦輪ほど変形は顕著ではないようである。平面壁との衝突の結果、 $t \geq 8$ 以後は一つの渦管の運動には対の渦管より壁(i.e. 像の渦管)の影響の方が大きくなる。この時刻以後は流は次々に像の渦管との渦管対による流れと見て

よいであらう。

せつでの様子調べるために、図6、図7に初期に円形の渦管対の変形を示した。ともに、初期に円を60等分割し、 $\Delta T = 0.01$ とした。渦管の中心間の距離は、渦管の半径を1としたとき、それぞれ3.0および2.12である。図6では160ステップ、図7では80ステップごとの断面を示した。当然のことながら、相対距離が小さいほど変形は大きい。相対距離が4以上では、断面は円からあまり変わらない。

参考文献

- [1] Walker, J. et. al., J. Fluid Mech. 181 (1987) 99
- [2] Pocklington, H. C., Proc. Camb. Phil. Soc. 5 (1894) 179
- [3] Moffatt, H. K. and Moore, D. W., J. Fluid Mech. 87 (1978) 749

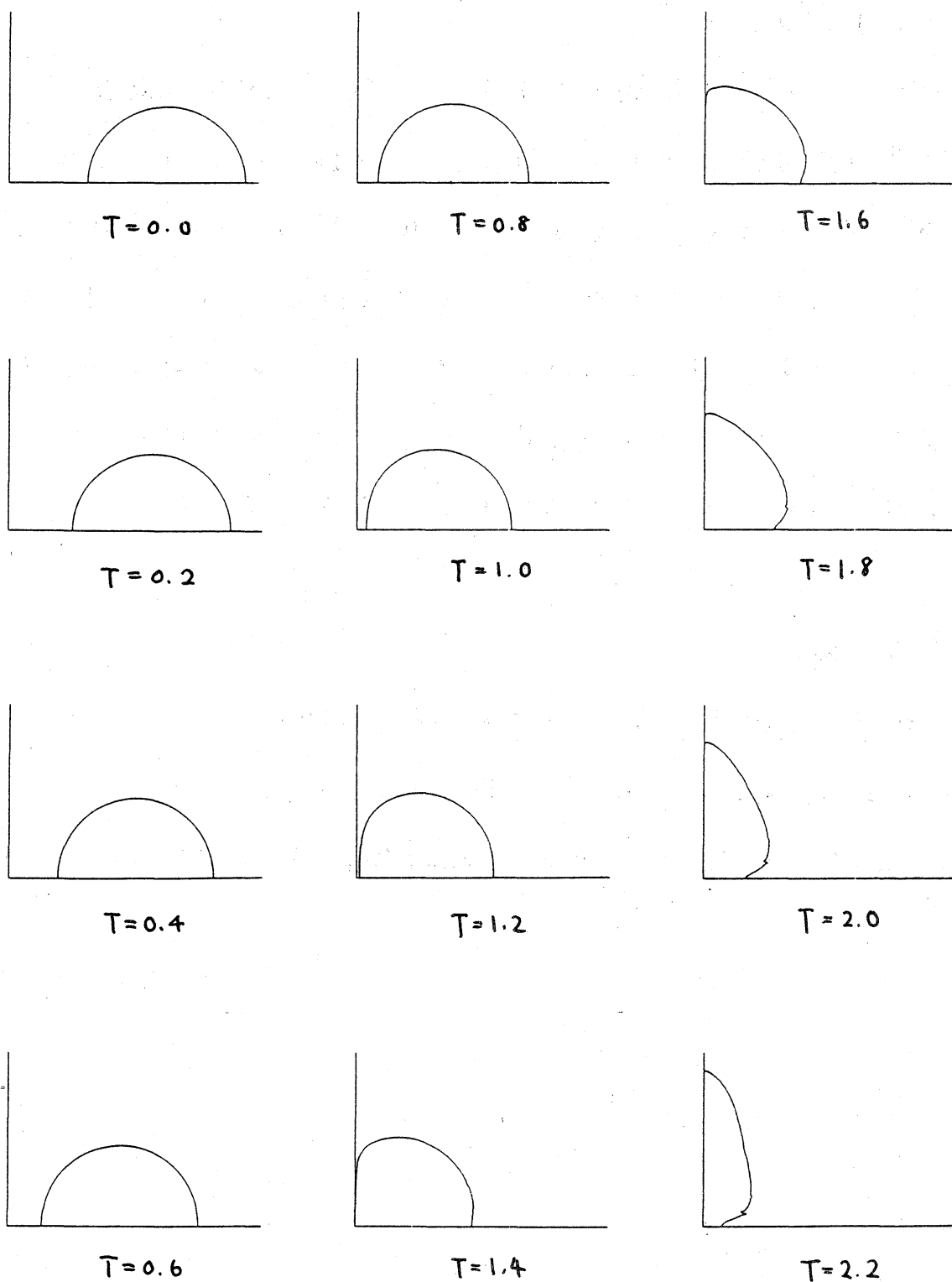


图3. Hill α 球形洞の衝突.

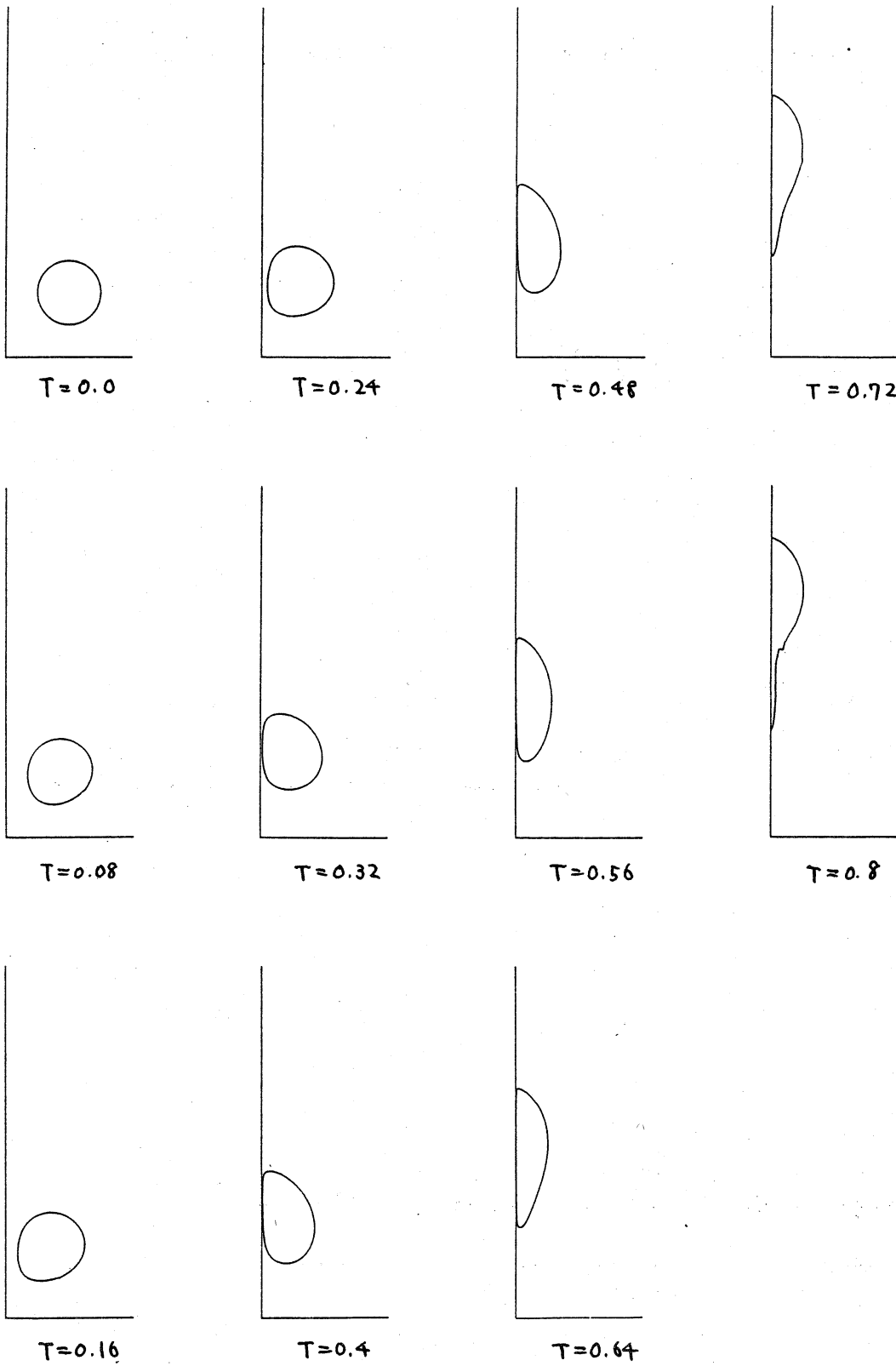


図4. 漏輪の衝突

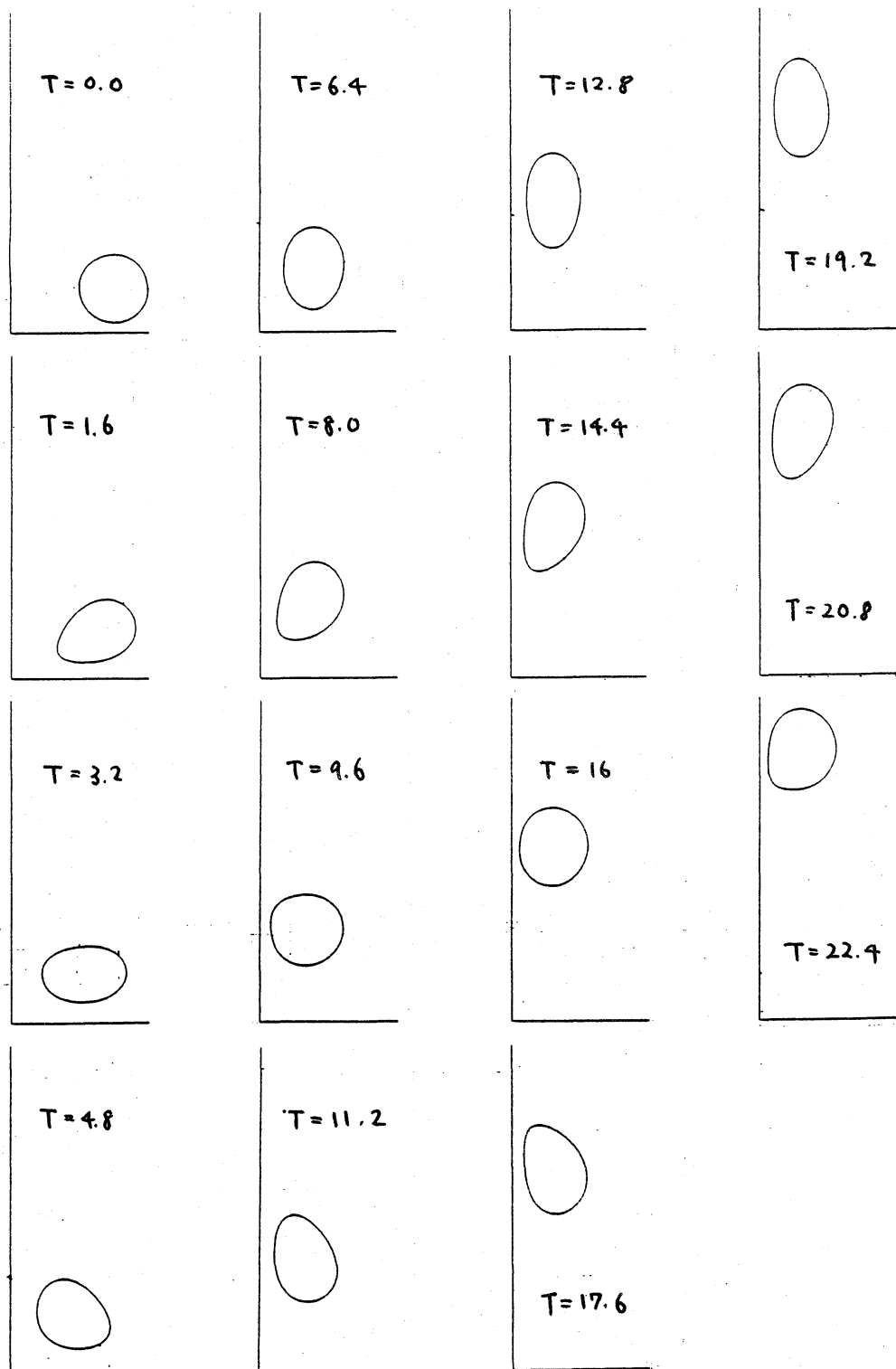


图5. 漏灯の衝突

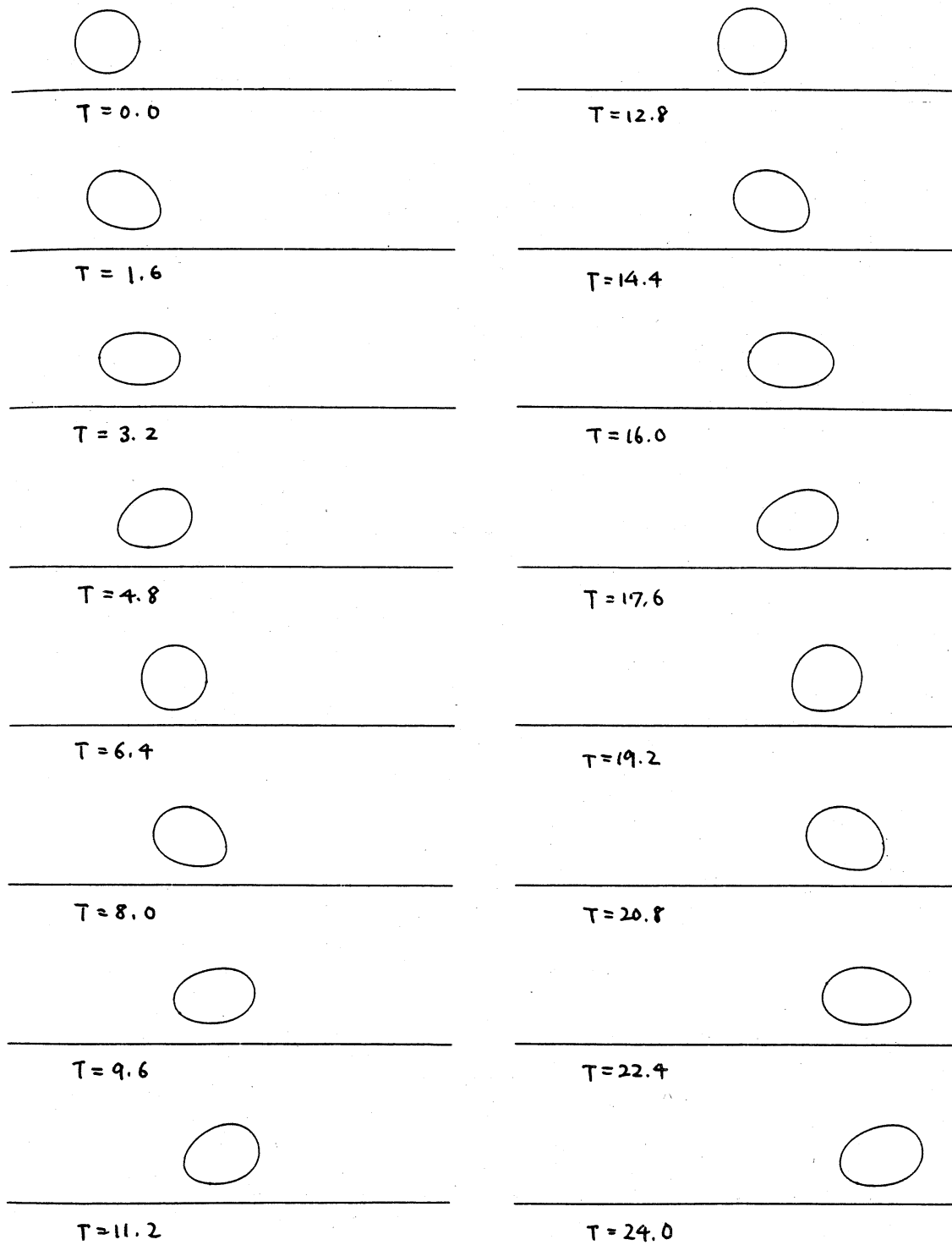


图6. 热管对 α 变形

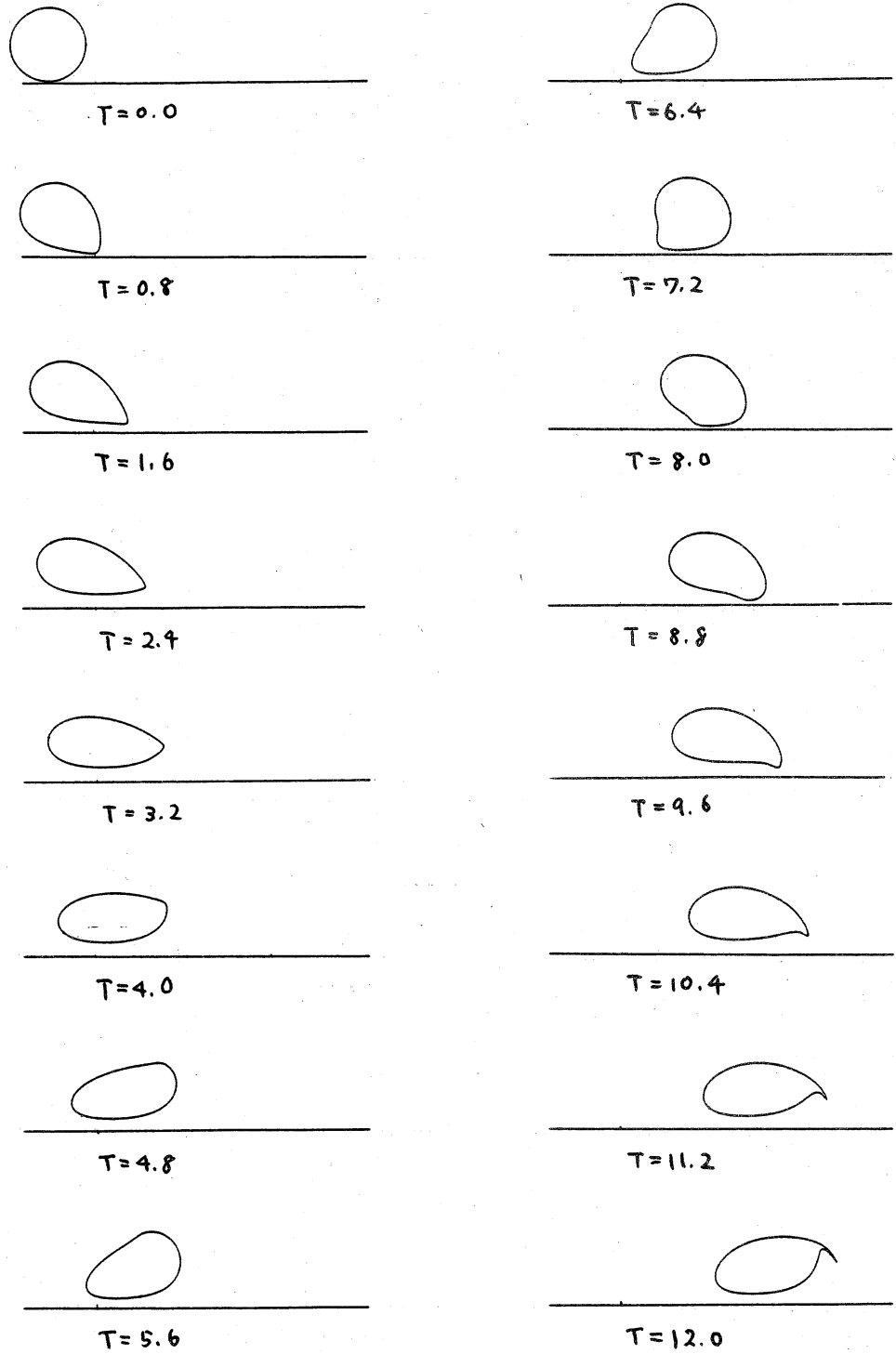


图7. 漏管对 α 变形