

〔原著論文〕

上壁のある円形衝突噴流により空中保持される球まわりの流れ

*防衛大学校 名誉教授

五十嵐 保†

上壁のある円形衝突噴流により球が非接触で空中保持されることを発見した。これはよく知られた「漏斗の中のピンポン玉」における漏斗の頂角が 180° の究極のモデルである。この不思議な現象のメカニズムを明らかにした。球が空中保持されるのは、円盤と球のすきま $s \leq 1.5\text{mm}$ のときノズルからの噴流が球上部に衝突し、反転して上側円盤に再付着してノズル出口まわりにはく離泡が形成される場合である。このはく離泡の存在により円盤・球間に縮流が起こり、球上部の衝突領域の外側は著しい負圧となり、球に働く衝突力と重力の和を上回る揚力が発生する。最適ノズル径 $d_n = 2.0\text{mm}$ が存在し、最小流量で球を空中保持する。球直径 d の落下臨界流量 q_{cf} と質量 m の間には次の関係がある。 $q_{cf}/d^3 = 140 (m/\rho d^3)^{0.3}$ 。すきま $s = 1.0\text{mm}$ で固定した球の圧力分布から求めた揚力 L は落下臨界流量に対応する球の重力 mg とほぼ一致する。

Fluid Flow around a Sphere Suspended by a Circular Impinging Jet with Confining Wall

Tamotsu IGARASHI, Professor Emeritus, National Defense Academy

(Received 15 February, 2010; in revised form 13 April, 2010)

A wonder phenomenon was discovered. It is that a sphere is suspended by a circular impinging jet with confining wall and does not fall under the influence of gravity. This is an extremity model well known as “Ping-Pong ball in an inverted funnel” with a vertical angle of 180° . The flow mechanism of the phenomenon is clarified. In this case, the clearance between the sphere and the nozzle should not exceed 1.5 mm and the jet reflecting on the sphere reattaches on the upper side disk. The separation bubble is formed around the nozzle, the contraction occurs due to the separation bubble. As the results, the extremely low pressure region formed outside of the impinging region on the sphere, the lift acts on the sphere exceed the drag and gravity forces. An optimum diameter 2.0 mm of the nozzle exists, a sphere suspended by a minimum flow rate of the jet. The falling critical flow rate q_{cf} is related to the mass of the sphere by the following equation: $q_{cf}/d^3 = 140 (m/\rho d^3)^{0.3}$. The lift acting on the sphere obtained by the pressure distribution around a fixed sphere at the clearance 1 mm is nearly equal to the gravity force corresponding to the falling critical flow rate.

(KEY WORDS): Jet, Confining Wall, Sphere, Separation bubble, Pressure Distribution, Fluid Force, Lift, Critical Flow Rate

1 まえがき

最近、中・高校生のみならず大学生の理科離れと学力低下が大きな社会問題となっている。著者はその対策として講義の中に身近で簡単な実験を取り入れてきた。その幾つかは学生の卒業研究で取り上げた。たとえば、谷田⁽¹⁾に触発された五十嵐・大倉の「上壁のある円形衝突噴流により浮上する円盤に働く揚力」⁽²⁾⁻⁽⁴⁾がある。こ

れは、図 1(a)のように2つの円盤を平行に設置し、上方の円盤中心のノズルから噴流を噴出すると、下方の円盤が浮き上がるという現象である。浮き上がった円盤状の物体を非接触搬送することができるため、工学的、工業的に重要な現象である。たとえば、半導体のウエハ等の搬送に利用されている。従来、円盤が浮上するメカニズムは噴流の衝突領域を無視した両円盤間の放射流れは円盤出口の大気圧よりも低圧となるからベルーイの定理により定性的に説明されてきた。五十嵐・大倉⁽²⁾は放射流れ部の低圧は無視でき、下側を浮き上がらせるほどの圧力差はないこと。円盤ノズルからの衝

*〒236-0046 横浜市金沢区釜利谷西 3-56-15

† E-mail: tamoigarashi@yahoo.co.jp

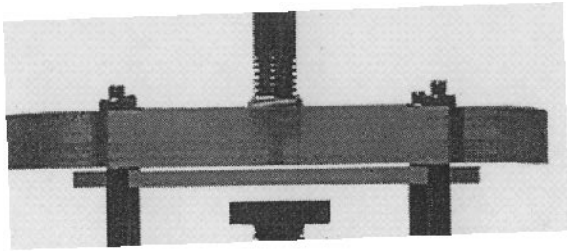
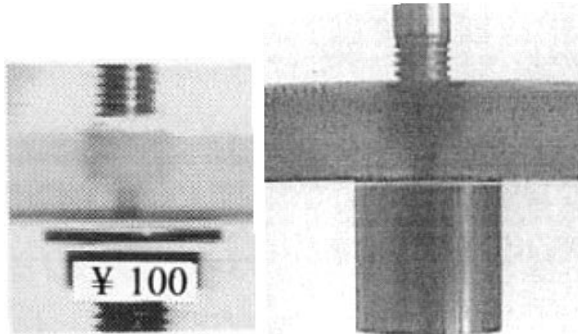
(a) アクリル円盤 $d=75\text{ mm}$, $t=3\text{ mm}$, $m=15.6\text{ g}$ (b) 100 円玉
 $d=23\text{ mm}$, $m=4.8\text{ g}$ (c) アルミ円柱
 $d=t=20\text{ mm}$, $m=16.6\text{ g}$

図1 円盤・円柱の空中保持

突噴流が下方の円盤で跳ね返り、ノズル側の円盤に付着するはく離泡の存在が重要であること。このはく離泡による縮流により下方円盤の衝突領域の外側に大きな低圧領域が生じ、これが下方円盤の浮上と空中保持のメカニズムであることを明らかにした。さらに、図1(b)のように放射流れの領域が存在しない100円玉が空中保持されることを示した。続報⁽⁴⁾では、図1(c)の直径と長さが20mmのアルミ円柱も空中保持された。著者は図1(c)の円柱の替わりに球の場合も空中保持されるのではないかと考え試みたところ、球は見事に空中保持された。

その他、図2に示す「漏斗からの噴流により空中保持される球」⁽⁵⁾がある。この現象は「漏斗の中のピンポン玉」として Bishop⁽⁶⁾の「VIBRATION」の中にあり、著者が大学院在学中に西脇仁一先生監修のもと研究室のスタッフが翻訳し、「振動のさまざま」⁽⁷⁾として出版された。漏斗を逆さにして、その中にピンポン玉を入れて上方より適量の空気を吹くとピンポン玉は重力が作用しているにもかかわらず落下しない。この現象もベルヌーイの定理により説明^{(8), (9)}されている。すなわち、ピンポン玉と漏斗の壁とが最も近づいている円環状の流路のところで空気が加速される結果、ピンポン玉の上面側の圧力が低くなるが、ピンポン玉の下方は大気圧である。この圧力差が上向きに働く力となり、ピンポン玉

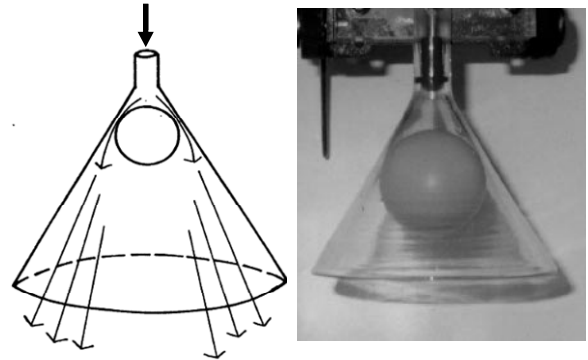


図2 漏斗内のピンポン玉

に働く重力と釣り合ってピンポン玉は落下しないと説明されている。しかし、五十嵐⁽⁵⁾は「この現象も衝突噴流の反転によりピンポン玉の上面に形成されるはく離泡の存在が重要」と考え実験を行った。その結果、球が噴流に向かって浮上し、空中保持される条件に関し、次の二点を明らかにした。①ノズルからの噴流が球の上面に衝突し、反転して漏斗の内壁に再付着し、はく離泡を形成する。②噴流の衝突領域の外側に形成される環状の負圧領域に起因した揚力が発生する。

一方、上向きの自由噴流中に球（ピンポン玉）が保持される現象^{(10), (11)}も古くからよく知られている。しかし、これは球が受ける噴流による抗力と重力が釣り合うため、何ら不思議なことではない。一方、図1,2の場合の上壁円盤や漏斗からの噴流は噴流の向きと重力が同じ方向である。この点が重要で、デモンストレーションで見る者を「常識では考えられない」と驚かせることになる。球には衝突噴流の抗力と重力の和に打ち勝つ上向きの力が働かなければ球は空中保持されない。

前述の円盤と球という平行なすきまのない究極のモデルは、図2の漏斗の頂角が 180° の場合である。この新発見のモデルは著者が学生の卒論で何度か取り上げたが今までに報告していない。この空中保持された球まわりの流れに関し、そのメカニズムおよび流れ特性を明らかにしたので報告する。

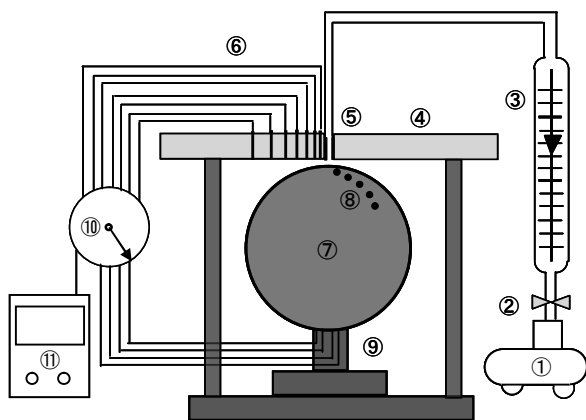
記号

- d_1, d_n : 上壁円盤の直径およびノズル直径
- d : 球の直径
- D : 球直径の無次元量 $= d^3 g / \nu^2$
- g : 重力加速度
- I, L^* : 球に働く下向きの衝突力および上向きの力
- L : 噴流により球に働く揚力 式 (6)
- $\angle L$: 噴流により球に働く揚力 式 (5)
- m : 球の質量

- M : 球の無次元質量 $= m/\rho d^3$
- p, p_a : 球および上壁の表面圧力, 大気圧
- q, q_{cf} : 噴流の流量, 球の落下臨界流量
- Q : 噴流の無次元流量 $= q/dv$
- Q_{cf} : 球落下の無次元臨界流量 $= q_{cf}/dv$
- r : 上側円盤の半径方向距離
- u_n : ノズル出口の平均速度 $= q/(\pi/4)d^2$
- s : ノズルと球の間のすきま
- ϕ, ϕ_s : 球面上の角度, 球面上の流れのはく離角度
- ν, ρ : 流体の動粘性係数および密度

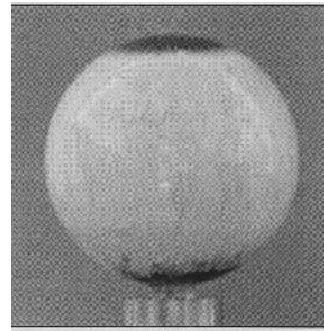
2 実験装置および方法

実験装置は前報⁽³⁾⁽⁴⁾とほぼ同じで、その概略を図3に示す。上方円盤は直径 $d_1 = 100$ mm, 厚さ 10 mm のアクリル製で、噴流出口のノズルは直径 $d_n = 1.0 \sim 2.4$ mm の範囲で用意した。実験に供した球はピンポン玉の他は 100 円ショップで手に入るおもちゃのビニールボール、野球ボール、サッカーボール、および発砲スチロール球と木製球である。球の質量 m の影響を調べるため、直径 20 mm の凹型のアルミ円盤(0.75~6.0 g)を球の下部に付加した。これらの球のサイズと質量を表1に示す。コンプレッサー①から制御バルブ②および流量計③を介して上側円盤④のノズル⑤に空気を供給する。流量制御の微調整は流量計によって行った。手に持った球をノズルに近づけると、球は噴流に吸いあげられるように円盤に近づき空中保持される。直径 d , 質量 m の球が空中保持された状態から流量を低下させて、球が落下する落下臨界流量 q_{cf} を求めた。この落下臨界流量 q_{cf} と球の質量 m およびノズル径 d_n との関係調べた。さらに、球



- ① コンプレッサー ② 制御バルブ ③ 流量計 ④ 上側円盤
- ⑤ ノズル ⑥ ステンレス管 ⑦ 球 ⑧ 圧力孔 ⑨ サポート部
- ⑩ ロータリースイッチ ⑪ デジタルマンノメータ

図3 実験装置の概略



(a) 油膜用球



(b) 圧力分布測定用球

図4 油膜および圧力測定用球

表1 供試球の諸元

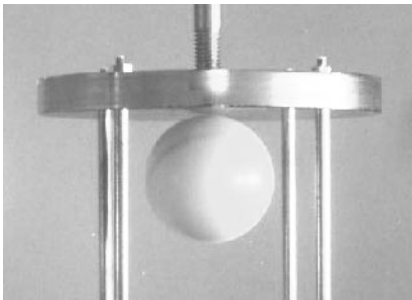
上側円盤	直径 $d_1 = 100$ mm, ノズル径: $d_n = 1 \sim 2.4, 3, 4$ mm	
球	直径 d mm	質量 m g
木球	34, 50	23.1 ~ 37.0
ピンポン玉	38, 40	2.5 ~ 7.5
発砲スチロール球	50, 58	2.1 ~ 7.1
サッカーボール	50	6.4 ~ 11.4
野球ボール	5.7	6.4 ~ 12.9
ビニールボール	67.6	29.7 ~ 46.7

まわりの流れを把握するため、円盤および球の表面流れを油膜法により可視化した。油膜法では図4(a)に示す球を固定し、流量 $15 \sim 25$ l/min, すきまは $s = 1.0 \sim 2.5$ mm まで変化させた。最後に、球が空中保持される時の上方円盤および球表面の圧力分布を測定した。噴流のノズル径 $d_n = 2$ mm を有する円盤に 1.0 mm の圧力孔を半径方向に 2 mm 間隔に 20 個設け、外径 1 mm, 内径 0.6 mm のステンレス管⑥を埋込んだ。図4(b)に示す圧力分布測定用球⑦は直径 $d = 50$ mm の木製球で、球上部の表面に $0^\circ \sim 20^\circ$ は 1° 間隔, $20^\circ \sim 90^\circ$ は 5° 間隔にらせん状に内径 0.6 mm の圧力孔を設け、球の内部をくり抜いてステンレス管⑧を圧力孔に埋込み球下部のサポート部⑨から外部に導出し、ビニール管に接続し、ロータリースイッチ⑩を介してマンノメータおよびデジタルマンノメータ⑪に接続した。なお、高圧および低圧で測定範囲外の場合はU字管で測定した。得られた球まわりの圧力分布を積分して球に働く揚力を求めた。

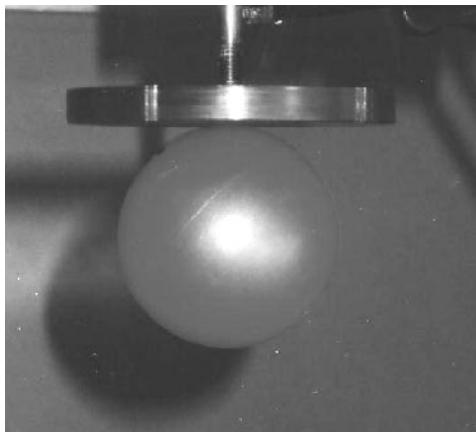
3 実験結果および考察

3.1 球の空中保持

まず、最も軽いピンポン玉や発泡スチロールの球が上壁とすきま s で置かれた場合、噴流により浮き上がるかどうかを調べた。すきま $s \leq 1.5 \text{ mm}$ では球は浮上し、 $s \geq 2.0 \text{ mm}$ では球は浮上しないことが分かった。すきま $s \leq 1.5 \text{ mm}$ では球に下向きの噴流の衝突力と重力を上回る揚力 L が発生していることが推測される。この場合は、球は浮上し非接触で空中保持される。しかし、すきま $s \geq 2.0 \text{ mm}$ では球が軽くても上向きの揚力が小さく、球は決して浮上しない。非接触でピンポン玉 ($d = 40 \text{ mm}$, $m = 2.5 \text{ g}$) が空中に保持される様子を図 5 (a) に示す。噴流の流量を増加させれば、ビニール球 ($d = 67.6 \text{ mm}$, $m = 29.7 \text{ g}$) が図 5 (b) のように空中に保持される。この場合、上側円盤のノズル部と球上面のすき間 s は 0.5 mm から 1.0 mm 前後である。



(a) ピンポン玉 ($d = 40 \text{ mm}$, $m = 2.5 \text{ g}$)



(b) ビニールボール ($d = 67.6 \text{ mm}$, $m = 29.7 \text{ g}$)

図 5 球の空中保持

3.2 球の落下限界流量

次に、空中保持された直径 $d = 37.3 \sim 50 \text{ mm}$ の球が落下する限界流量 q_{cf} を求めた。各種球の下部に $1 \sim 5 \text{ g}$ のアルミの薄片を付加して球の質量 m を $2.5 \sim 9.2$ まで変化させ、噴流のノズル径 d_n を $1.0 \sim 2.4 \text{ mm}$ まで変化させた。一例として球の直径 $d = 40, 56 \text{ mm}$ の場合の質量 m と落

下限界流量 q_{cf} の関係を図 6 に示す。両者の間に球の直径 d 、ノズル径 d_n に無関係に次の関係がある。

$$q_{cf} \propto m^{0.3} \tag{1}$$

また、落下限界流量 q_{cf} はノズル径 d_n に大きく依存し、 $d_n = 2 \text{ mm}$ のとき最も低い。この傾向は球直径 $d = 30 \sim 67.5 \text{ mm}$ に対しても同様であった。前報⁽²⁾の次元解析で得られた流量 q_{cf} と質量 m の無次元数 $Q_{cf} = q_{cf}/dv$, $M = m/\rho d^3$ を用いて式 (1) を書き換える。

$$Q_{cf} = CM^{0.3} \tag{2}$$

この比例定数 $C = Q_{cf}/M^{0.3}$ はノズル径 d_n および球直径 d により変化する。定数 C とノズル径 d_n の関係を図 7 に示す。ノズル径 $d_n = 2 \text{ mm}$ のとき落下臨界流量が最も低い。換言すれば、最適ノズル径 $d_n = 2 \text{ mm}$ が存在する。このとき、定数 C の値は球の直径に関係なく一定値 140 となっている。最小落下臨界流量は次式で与えられる。

$$Q_{cf} = 140 M^{0.3} \quad (d_n = 2 \text{ mm}, d = 30 \sim 56 \text{ mm}) \tag{3}$$

上式と全ての実験値との誤差は $\pm 4\%$ である。

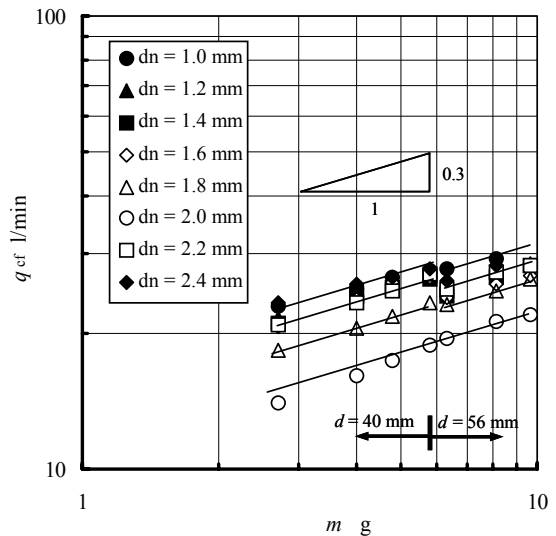


図 6 球の質量と落下臨界流量の関係

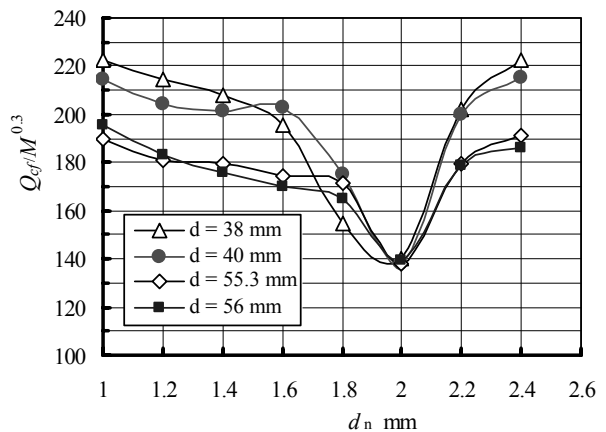


図 7 ノズル直径と落下臨界流量の関係

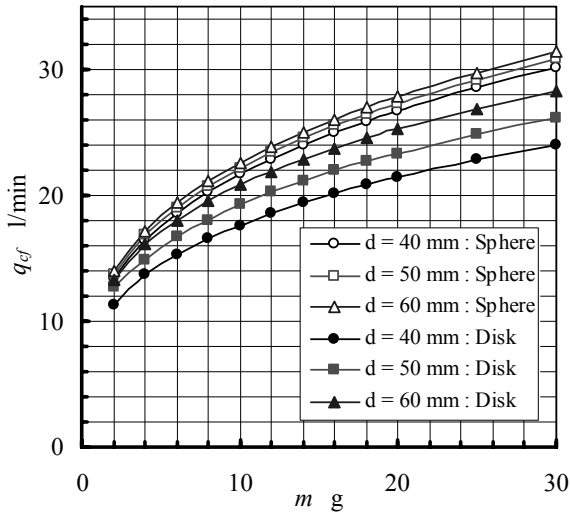


図8 球と円盤の落下臨界流量の比較

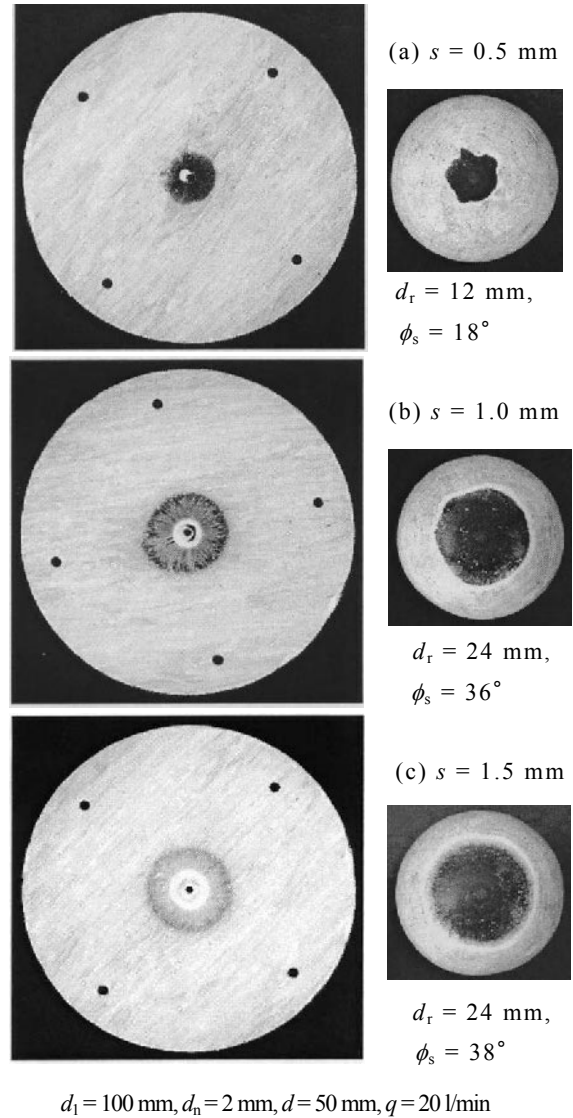
一方、円盤⁽²⁾の落下臨界流量は次式で与えられる。

$$Q_{cr} = 33 M^{0.28} D^{0.09} (d_n = 2 \text{ mm}, d = 20 \sim 75 \text{ mm}) \quad (4)$$

ただし、 $D = d^3 g / v^2$ である。球と円盤の質量 m と落下臨界流量 q_{cr} の関係を式(3)、(4)から求め、図8に示す。球の落下臨界流量は円盤に比べて直径 d の影響が少なく、その値は10~25%も大きい。図中にはないが、直径 $d = 30 \text{ mm}$ では球の値は円盤よりも35%以上も大きい。

3.3 球表面および上方円盤表面の流れ

球が空中保持された場合に近い状態で球を固定して得られた球表面と円盤表面の油膜模様を図9 (a)~(c)に示す。球直径 $d = 50 \text{ mm}$ 、ノズル直径 $d_n = 2 \text{ mm}$ 、流量 $q = 20 \text{ l/min}$ の場合である。球と円盤間の最小すきま $s = 0.5, 1.0, 1.5 \text{ mm}$ で左側は円盤下方より、右側は球を上面から撮影したものである。上側円盤表面のノズル部のまわりに白い円形、その外側にドーナツ状の黒いリング模様が見られる。白い領域ははく離領域に対応し、はく離泡の存在を示している。黒い領域はノズルからの噴流が球表面に衝突してから反転して円盤に再附着するためである。この再附着流れは黒い領域の外側ではく離する。この上壁に付着したはく離泡の直下で縮流が発生し、大きな圧力降下が生じる。この白と黒のリング模様はすきまが $s = 0.5 \sim 1.0 \text{ mm}$ になると著しく拡大するが、 $s = 1.5 \text{ mm}$ ではそれほどの変化は見られない。一方、球の上面は油膜のはがれ、黒い円形模様になっている。この油膜のはがれは衝突領域と上側円盤のノズル外側のはく離泡に起因した縮流効果により増速した付着噴流によるもので、その外側はこの付着噴流のはく離を示している。この黒い円形模様と及ぼすすきま s の影響は上側円盤の黒いリング模様の変化とよく対応している。以上の結果をもとに描いた流れの模式図を図10に示す。



$d_1 = 100 \text{ mm}, d_n = 2 \text{ mm}, d = 50 \text{ mm}, q = 20 \text{ l/min}$

図9 球表面および上方円盤表面の油膜模様

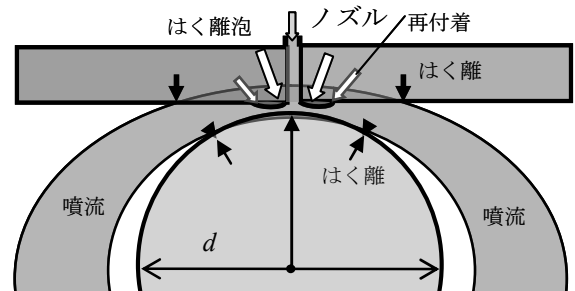


図10 球と円盤間の流れの模式図

ノズルからの衝突噴流は球表面で反転して上側の円盤に再附着している。それに対応し、ノズル出口の円盤まわりにはく離泡が形成される。このはく離泡による縮流効果により球表面の流れは加速され、コアンダ効果により付着噴流となる。球と円盤のすきまが十分に大きくなると、この付着噴流ははく離する。

一方、 $s = 2.0, 2.5 \text{ mm}$ のときは上側円盤には油膜模様は現れず、噴流は上壁円盤に跳ね返ることなく球に沿った付着噴流となる。

以上より、球が浮上するためには、衝突噴流が球から反転して円盤に再付着して、はく離渦を形成しなければならないことが分かった。 $V_n \rightarrow u_n$

3.4 上方円盤および球まわりの圧力分布

まず、圧力測定用球 ($d = 50 \text{ mm}$) を用いて、ノズル直径 $d_n = 2, 3 \text{ mm}$ 、円盤ノズル出口・球のすきま $s = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 \text{ mm}$ 、流量 $q = 15, 20, 25 \text{ l/min}$ と変化させて、円盤および球まわりの圧力分布を測定した。円盤表面の圧力分布は図 11 に示すように、大気圧 p_a よりも低い負圧である。すきま $s = 1.0 \text{ mm}$ では、半径方向 $r = 10 \text{ mm}$ 以内で大きな負圧を生じ、球に揚力が働くことが推測される。一方、 $s = 2.0 \text{ mm}$ では、負圧は小さく球にはほとんど揚力が生じない。図 12 は円盤のノズル近傍の最大負圧とノズル径の関係を示している。すきま $s = 1.0 \text{ mm}$ でもノ

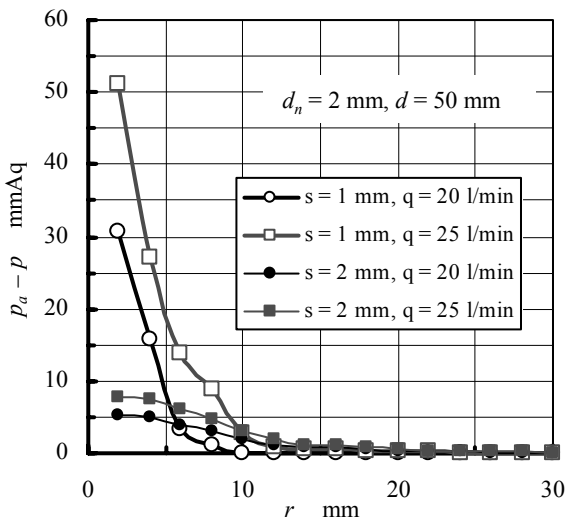


図 11 円盤表面の圧力分布

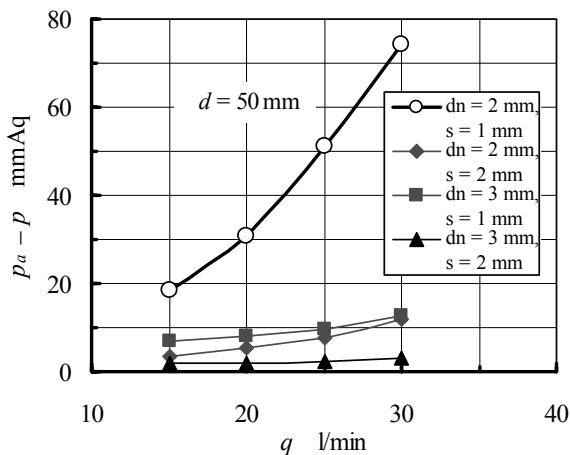
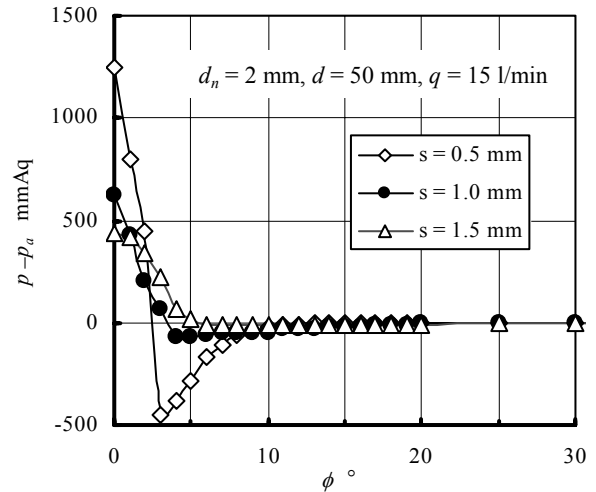


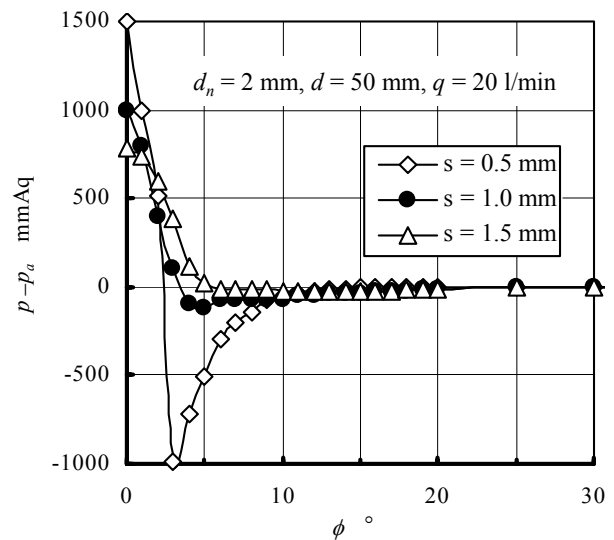
図 12 円盤中心部の最大負圧

ズル径 $d_n = 3 \text{ mm}$ の場合は、負圧は小さい。以上より、次のことが言える。球が浮上し、空中保持される条件はすきま $s < 2 \text{ mm}$ 、ノズル径 $d_n < 3 \text{ mm}$ である。

球まわりの圧力分布を図 13 (a), (b) に示す。 ϕ は球の頂点からの角度である。ノズルからの噴流は広がるため、球に衝突する噴流の速度はノズル出口速度 u_n より低下する。頂点 $\phi = 0^\circ$ の圧力 ($p - p_a$) はノズル出口の動圧 $0.5\rho u_n^2$ のほぼ 70% である。圧力 ($p - p_a$) の値は流量 q に比例するが、分布形状はすきま s の影響が著しい。球上部の圧力 ($p - p_a$) は頂点から衝突領域で一気に低下し、 $\phi = 3 \sim 5^\circ$ で正から負に逆転している。すなわち、衝突領域の外側の $\phi = 3 \sim 10^\circ$ では壁面圧力は大気圧より著しく低く、 $\phi = 10 \sim 30^\circ$ では大気圧よりもやや低い。 $\phi \leq 3 \sim 5^\circ$ では下方に抗力が働き、その外側の $\phi = 5 \sim 30^\circ$ では揚力が働くことになる。次節では、この圧力分布から球まわりの局所揚力分布および全揚力を求める。



(a)



(b)

図 13 球まわりの圧力分布

3.5 球に働く揚力

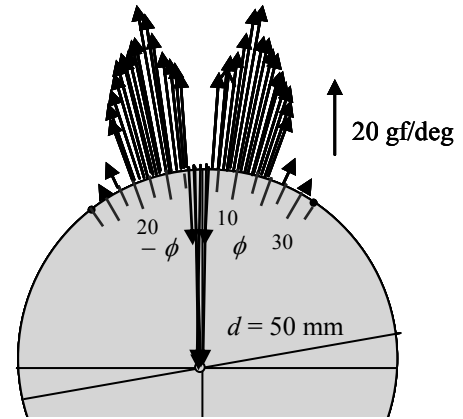
ここでは球に働く上向きの力を揚力とする。局所揚力 ΔL は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Delta L &= 2\pi(d/2)^2(p-p_a)\sin\phi\cos\phi\Delta\phi, \\ &= \pi(d/2)^2(p-p_a)\sin 2\phi\Delta\phi \end{aligned} \quad (5)$$

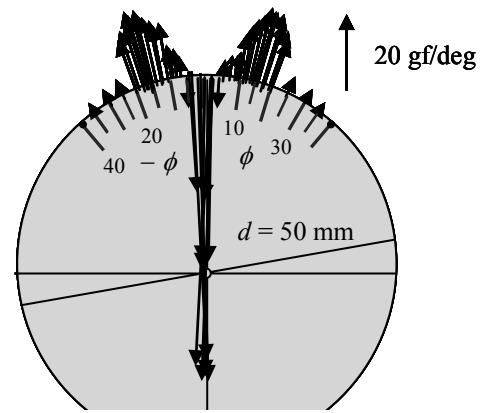
ただし、圧力分布から $\phi \geq 40^\circ$ ではほぼ $p=p_a$ であるから、全揚力 L は次式で与えられ、積分範囲は $\phi \leq 40^\circ$ とする。

$$L = \pi(d/2)^2 \int_0^{40^\circ} (p-p_a)\sin 2\phi d\phi \quad (6)$$

図 14, 15 に局所揚力分布を示す。図 15 は球の中央断面上にベクトルで示している。 $\phi=0^\circ$ 近傍の衝突領域の下向きの衝突力 I とその外側の揚力 L^* の大きさが明瞭に分かる。すきま s が狭くなると、衝突力 I と揚力 L^* の働く領域は狭くなり、かつその力の大きさは増大している。一方、すきま s が増大すると、衝突力 I が増大し、揚力 L^* が急減する。この様子を図 16 に示す。これからも、

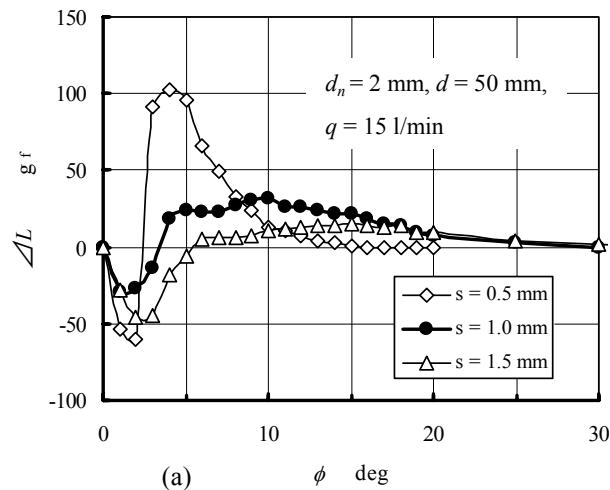


(a) $s = 1.0 \text{ mm}, d_n = 2 \text{ mm}, q = 20 \text{ l/min}$

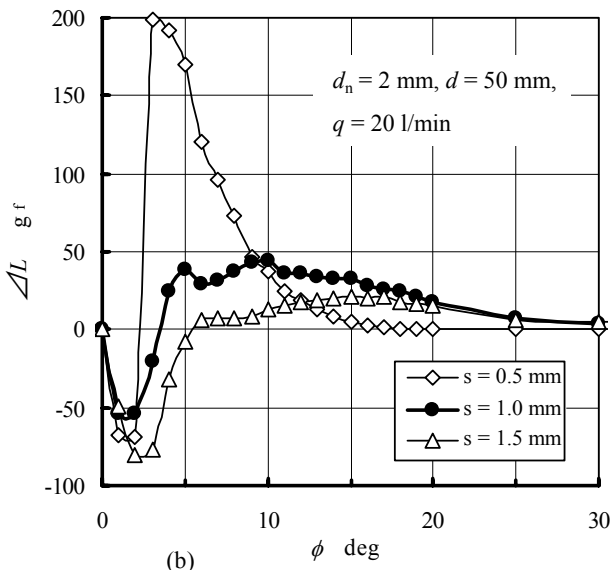


(b) $s = 1.5 \text{ mm}, d_n = 2 \text{ mm}, q = 20 \text{ l/min}$

図 15 球面に働く局所揚力



(a)



(b)

図 14 球まわりの局所揚力分布

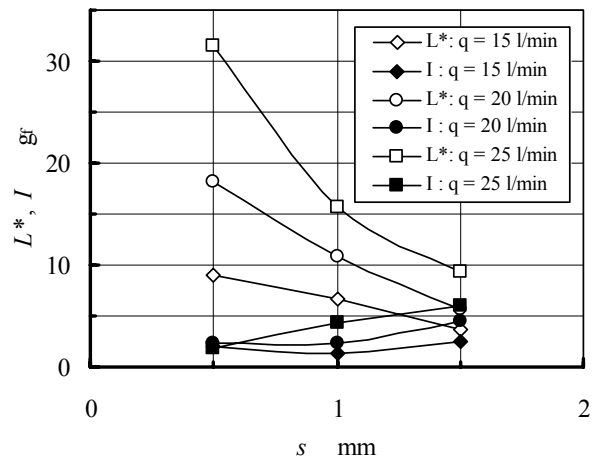


図 16 球に働く衝突力と揚力

すきま $s \geq 2$ では、 $I > L^*$ となり、球は空中保持されないことが予測される。

全揚力は積分式(11)をシンプソンの公式を用いて求めた。流量 q およびすきま s に対する揚力の変化を図 17 に示す。流量 q が増大すると全揚力 $L = L^* - I$ が増大す

るのは当然として、すきま s が增大すると揚力は急激に減少している。これは油膜模様や圧力分布から明らかのように、すきま s によってフローパターンが激変するからである。また、実際の空中保持された球に働く揚力 L と球の重さ mg は等しい。そこで、球の重さ mg に対する球の落下限界流量 q の関係を比較のために図中に示した。同一流量に対する重力 mg は $s = 1 \text{ mm}$ の揚力 L にほぼ近い小さな値となっている。非接触で空中保持された球のすきまはほぼ $s = 1 \text{ mm}$ 前後と推測される。

以上の結果は、球の浮上と非接触での空中保持は噴流が球に衝突し、反転し上方円盤に再付着して付着うずが形成され、この部分の縮流により生じた負圧により球に大きな揚力が発生するメカニズムを示している。

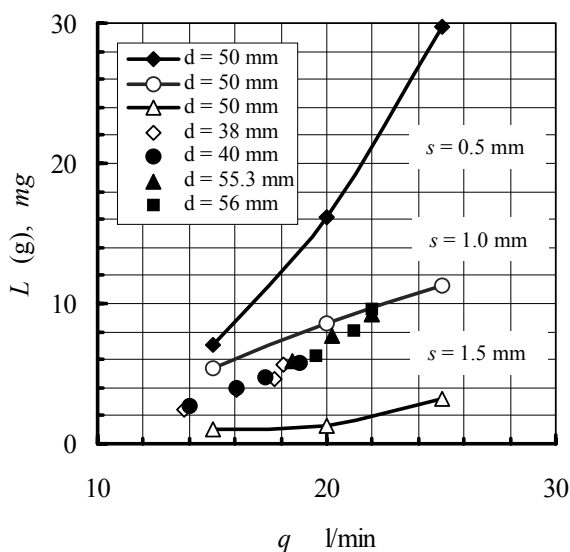


図 17 球に働く揚力

4 結論

上壁のある円形衝突噴流により球が非接触で空中保持されることを発見した。この現象は前報告の「漏斗からの噴流により空中保持される球まわりの流れ」における漏斗の頂角が 180° の究極のモデルである。球まわりの流れを調べ、次の結論を得た。

(1) ノズルからの噴流が球上部に衝突し、反転して上側円盤に再付着してノズル出口まわりにはく離泡が形成される場合に球は空中保持される。

(2) このはく離泡の存在により円盤・球間に縮流が起こる。球上部の衝突領域の外側は著しい負圧となり、球に働く衝突力と重力を上回る揚力が発生する。

(3) 円盤と球のすきま $s \leq 1.5 \text{ mm}$ のとき上方円盤側に剥離泡が形成され、 $s \geq 2.0 \text{ mm}$ のときは剥離泡が形成されない。すなわち、球は $s \leq 1.5 \text{ mm}$ のとき浮上する。

(4) 最適ノズル径 $d_n = 2.0 \text{ mm}$ が存在する。このとき、最小流量で球を空中保持する。球の落下限界流量 q_{cf} と

質量 m の間には次の関係がある。

$$q_{cf}/dv = 140 (m/\rho d^3)^{0.3}$$

(5) すきま $s = 1.0 \text{ mm}$ で固定した球の圧力分布から求めた揚力 L は落下限界流量に対応する球の重力 mg とほぼ一致する。空中保持された球と円盤のすきま s はほぼ 1.0 mm 前後と推測される。

謝辞：本研究の実験にご協力いただいた著者が防衛大学校に在職中の卒業研究生の川口了一君(2000年度)、有働洋平君・高倉秀彦君(2001年度)、松田大樹君(2004年度)に謝意を表す。

引用文献

- 1) 谷田好通, 手作り実験あれこれ—教育の現場から(3), 可視化情報, **17-65** (1997), 18-23.
- 2) 五十嵐保, 大倉達也, 上壁のある円形衝突噴流により浮上する円盤に働く揚力(第1報, 臨界流量), 機論, **66-642, B** (2000), 368-373.
- 3) 五十嵐保, 大倉達也, 上壁のある円形衝突噴流により浮上する円盤に働く揚力(第2報, 圧力分布と揚力), 機論, **66-648, B** (2000), 2042-2048.
- 4) 五十嵐保, 大倉達也, 上壁のある円形衝突噴流により浮上する円盤に働く揚力(第3報, 小円盤の場合), 機論, **67-657, B** (2001), 1162-1169.
- 5) 五十嵐保, 漏斗からの噴流により空中保持される球, 日本流体力学会誌, ながれ **29-2** (2010), 119-127.
- 6) Bishop, R. E. D., VIBRATION, Based on six Lecture Delivered at the Royal Institution, London, Cambridge, University Press (1965), 65-66.
- 7) ビショップ著, 西脇仁一訳, 振動のさまざま, みすず科学ライブラリー 12, みすず書房, (1969), 108.
- 8) Ehrlich, R., Turning the World Inside Out, Princeton University Press, (1990), 105106.
- 9) ペレリマン(金光不二夫訳), 物理のはなし, 東京図書, (1987), 120-121.
- 10) Jearl Walker, The Flying Circus of Physics with Answers, John Wiley & Sons, Inc., (1977), 80-81, 253.
- 11) J. ウォーカー著: 戸田盛和, 渡辺慎介共訳, ハテ・なぜだろうの物理学II, 培風館, (1980), 83-84, 185-186.