

## 液体金属への固体粒子の侵入挙動

小沢 泰久\*・鈴木 克紀\*<sup>2</sup>・森 一 美\*<sup>3</sup>

## Behavior of Penetration of Solid Particle into Liquid Metal

Yasuhisa OZAWA, Katsunori SUZUKI, and Kazumi MORI

## Synopsis:

The present study has been made to obtain fundamental knowledge on the mechanism of contact of particles with liquid metal during powder injection. A spherical body was dropped onto a stagnant mercury bath and the behavior of the penetration of the sphere was recorded by a high speed cine-camera. The spheres tested were of glass, sapphire, stainless steel, and hastelloy B (diameter=0.159~0.953 cm).

The sphere impinging the liquid surface makes a cavity. Then the sphere jumps up from the surface of the cavity when the entry velocity is lower than a critical one. At higher entry velocities, however, the impinging sphere dips into the liquid while the cavity disappears; shortly afterward the sphere rises back to the surface with a mercury film. Based on the measurement of the jumping height of the sphere and the time during which the sphere is immersed in the liquid, the critical entry velocity for the particle penetration into the liquid has been determined.

Taking into account the inertia of the liquid surrounding the sphere and the cavity formation, one has given a new model describing the penetrating behavior of the sphere into the liquid. The experimental results are well explained by the theoretical calculation. It is shown that the cavity formation plays an important role in the mechanism of contact of particles with liquid metal.

## 1. 緒 言

溶鉄へ固体粒子を不活性ガスとともに吹き込む場合、粒子が気泡-液体界面を突き破つて液中へ侵入するのか、あるいは気泡中にとじこめられるのかは反応の進行に影響するきわめて重要な問題である。しかしこの問題は研究が困難なこともあり十分に解明されておらず、わずかに単一粒子の液体金属中への侵入挙動を力学的に扱った ENGH, SANDBERG, HULTKVIST および NORBERG<sup>1)</sup> によるモデル計算があるのみである。

本研究においては固体粒子の液体金属中への侵入挙動の基礎研究の1つとして、静止した水銀面上へ球体を落下させてその侵入挙動を高速度撮影により調べ、粒子の液体金属中への侵入に対する臨界条件を求めた。また、粒子の気液界面を通しての侵入挙動を力学的に扱い、液体金属中への侵入臨界条件についてモデル計算を行い、実験結果と比較検討し、新しい知見を得たので以下に報告する。

## 2. 実 験

Fig. 1 に実験装置を示した。水銀容器は硬質ガラス

製メスシリンダー (内径 5 cm) であり、ふたにはシリコンゴム栓を用いた。このゴム栓には球体を落下させるためのステンレス管を内挿したアクリル管を設置した。このステンレス管には最初、球を吸い付けておき、先端を所定の高さにし、管内の圧力を変化させて球体を落下

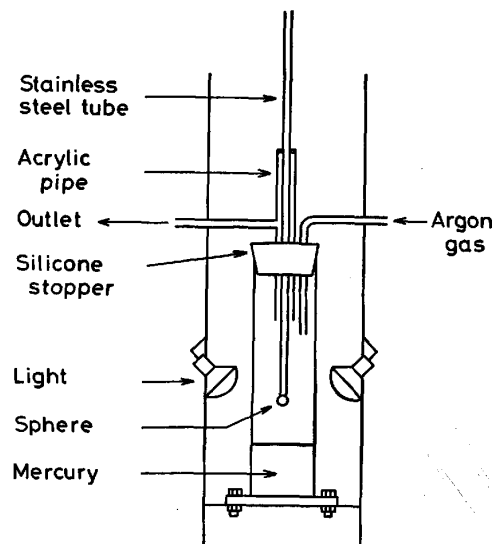


Fig. 1. Schematic diagram of experimental apparatus.

昭和 56 年 4 月本会講演大会にて発表 昭和 57 年 7 月 6 日受付 (Received July 6, 1982)

\* 名古屋大学工学部 (Faculty of Engineering, Nagoya University)

\*<sup>2</sup> 名古屋大学大学院 (現: 日本鋼管(株)) (Graduate School, Nagoya University, Now Nippon Kokan K.K.)

\*<sup>3</sup> 名古屋大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464)

Table 1. Physical property and dimension of spheres used in the experiment.

Material	Density (g/cm <sup>3</sup> )	Diameter (cm)			
		0.159	0.318	0.635	0.953
Glass	2.23	○	○	○	○
Sapphire	4.00	○	○	○	
Stainless steel	7.98	○	○	○	○
Hastelloy B	9.24	○	○	○	○
$G = r_p^2 \rho_l g / \sigma_{gl}$		0.175	0.702	2.80	6.30

$r_p$ : Sphere radius  $\rho_l$ : Density of liquid  
 $g$ : Gravitational constant  $\sigma_{gl}$ : Liquid interfacial tension  
 The open circles indicate tested spheres.

させる。なお、メスシリンダーには特級水銀 100 cm<sup>3</sup> を入れ、また、水銀面を清浄に保つため容器内へはアルゴンガスを流しておく。

実験では、球体を所定の高さから落下させ、その球体の水銀浴中への侵入挙動を高速度カメラで撮影した。フィルム送り速度は約 1 000 frames/s とした。

落下球体には流量計用フロート球を用い、その球体の材質（密度）および球径を Table 1 に示したように変化させた。これにより、球体の液体金属中への侵入挙動と球体の密度および球径の間の関係を調べた。

### 3. 実験結果

#### 3.1 球体の液体金属中への侵入挙動

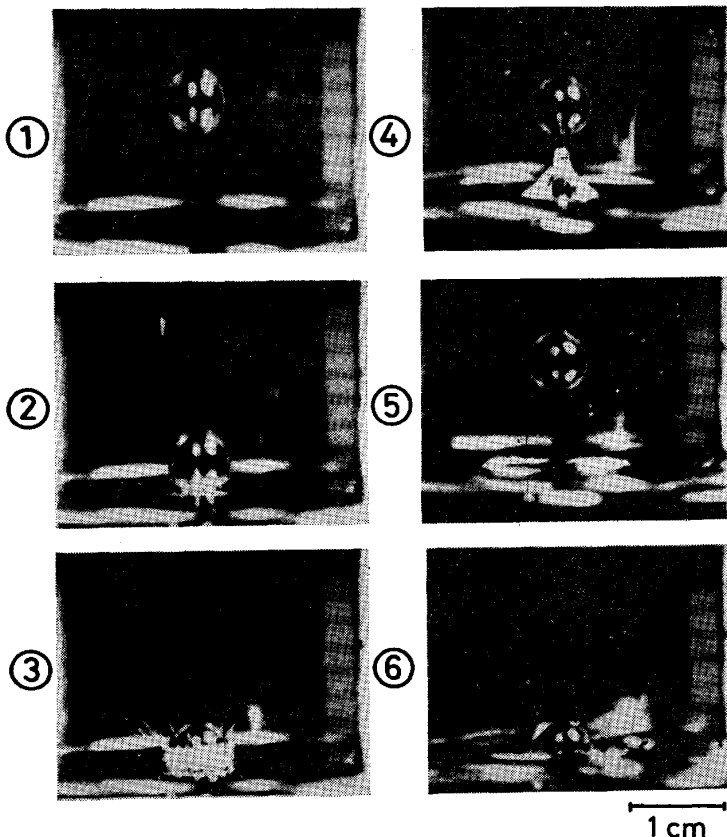
球体の水銀浴中への侵入挙動について高速度カメラで

撮影した写真の代表例を Photo. 1, 2 に示した。これらの撮影結果から球体の侵入挙動は 2 つに大別できる。

(A) 球体が液体金属表面下に浸漬しない場合、および (B) 球体が液体金属表面下に完全に浸漬する場合である。Photo. 1 は球径 0.635 cm のガラス球を 6.82 cm の高さから落下させたもので (A) の場合である。Photo. 1 ③において、球体が水銀表面に衝突し、水銀がとび散るようすが示されている。この球体は③の後、水銀面にくぼみをつくるが、液体金属表面下には浸漬せず、くぼみが消滅するとき④のように球体は水銀から押し出されてとび上がる。さらに⑤、⑥のように球体は水銀面上へ落下する。

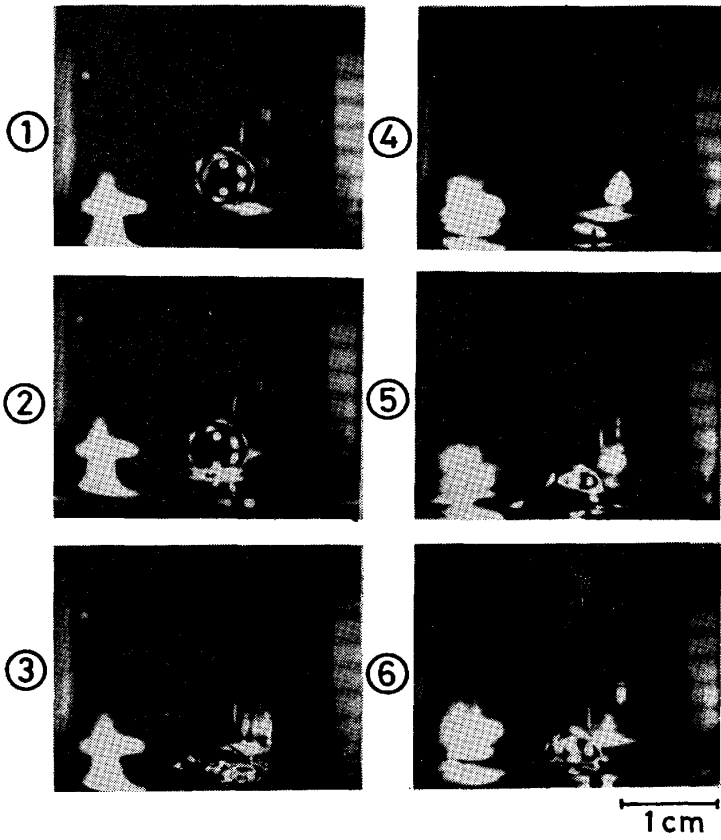
Photo. 2 は球径 0.635 cm のサファイア球を 3.6 cm の高さから落下させたもので、(B) に相当する例である。②、③のようにサファイア球はくぼみをつくり、水銀表面下に完全に浸漬したのち、球体は④のように水銀膜をともない浮上し、その後⑤、⑥のように膜が破れて球体が液面上に現れる。

以上の球体の侵入挙動 (A), (B) を Fig. 2 に模式的に示し、くぼみの生成、球体のとび上がり現象について説明する。(A) の場合は、球体は液体中に完全に浸漬した状態にはならないが、③のようにくぼみを作り、短時間ではあるが液体金属自由表面以下の位置に存在する。



Glass sphere  
 $d_p = 0.635$  cm  
 $L = 6.82$  cm  
 $L$ : Dropping distance

Photo. 1. High speed photograph showing behavior of a sphere dropped into mercury bath.



Sapphire sphere  
 $d_p = 0.635 \text{ cm}$   
 $L = 3.60 \text{ cm}$

Photo. 2. High speed photograph showing behavior of a sphere dropped into the mercury bath.

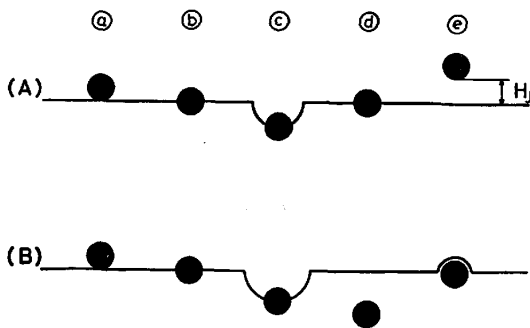


Fig. 2. Sketch showing particle penetration into liquid and particle jumping from liquid surface.

(B)の場合は、球体は©のようにくぼみを作った後、液体表面下に侵入し、同時にくぼみは消滅する。そのため、球体が液体自由表面以下に存在している時間は長くなる。したがって、(A)の場合は、球体が液体自由表面以下の位置に存在する時間、(B)の場合は、球体が自由表面以下の位置に入ってから液中に侵入し、ついで浮上し、水銀膜が破れ始めるまでの時間を球体の液体金属中への侵入時間とすれば、この侵入時間を測定することにより、(A)に対応する現象か、あるいは(B)に対応するものかを判定することができる。また、(A)の場合は、球がとび上がるため、この高さをとび上がり高さ  $H_J$  とし、この値を測定することによっても球体の液体金属中

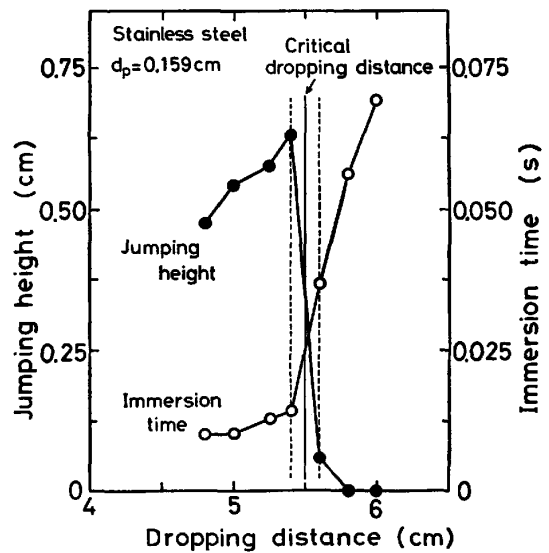


Fig. 3. Immersion time and jumping height plotted against dropping distance.

への侵入状態を明らかにすることができる。

### 3.2 球体の臨界侵入条件

Fig. 3 に前節のようにして測定した球体の侵入時間およびとび上がり高さおよび落下距離の関係の一例を示した。図において、2本の破線で示した範囲において侵入時間およびとび上がり高さの両者とも大きく変化して



$\phi_2\left(\frac{x}{r_p}\right)$ ,  $\phi_3\left(\frac{x}{r_p}\right)$  はそれぞれ浮力, 界面張力に対する補正係数であり同様に  $x$  に依存する. (2), (3) 式より球体の運動方程式はつぎのようになる.

$$-\frac{4}{3}r_p^3\rho_1\left(\frac{\rho_p}{\rho_1} + \alpha\right)\frac{dv}{dt} = \frac{C_D}{2}\phi_1\left(\frac{x}{r_p}\right) \cdot r_p^3\rho_1v^2 - \frac{4}{3}r_p^3\rho_1g\left(\frac{\rho_p}{\rho_1} - \phi_2\left(\frac{x}{r_p}\right)\right) + 2r_p\sigma_{g1}\cdot\phi_3\left(\frac{x}{r_p}\right) \dots\dots\dots(4)$$

(4) 式の両辺を  $r_p\sigma_{g1}$  で割ると, 球体の運動方程式はつぎのように無次元数により表すことができる.

$$-\frac{2}{3}(\rho^* + \alpha)\frac{dWe}{dx^*} = \frac{C_D}{2}\phi_1(x^*) \cdot We - \frac{4}{3}G(\rho^* - \phi_2(x^*)) + 2\phi_3(x^*) \dots\dots\dots(5)$$

$$\rho^* = \rho_p/\rho_1, \quad x^* = x/r_p \dots\dots\dots(6), (7)$$

$$We = r_p\rho_1v^2/\sigma_{g1} \dots\dots\dots(8)$$

$$G = r_p^3\rho_1g/\sigma_{g1} \dots\dots\dots(9)$$

ここで,  $\rho^*$  は密度比((6)式),  $We$  はウェーバ数((8)式),  $G$  は浮力と界面張力の比に関する相対的な大きさを表す無次元数((9)式)<sup>†2</sup>である. また,  $x^*$  は球体の液体金属中への侵入距離を無次元数で表したものである. (5)式から球体の運動は係数  $\alpha$ ,  $\phi_1(x^*)$ ,  $\phi_2(x^*)$ ,  $\phi_3(x^*)$  を推定することにより明らかにすることができる. そこで, それぞれの係数を決定するために, 以下に重力, 浮力, 界面張力による力, および仮想質量, さらに流体抵抗について検討する.

4.1.2 重力と浮力の影響

球体にはたらく重力はつねに一定であるが, 浮力は球体の液体中への浸漬深さにより変化する. したがって, (5)式の浮力の補正係数  $\phi_2(x^*)$  は厳密には一定の値ではなく, 球体の浸漬した割合によつて変化する値である. しかし, ここでは簡単のために球体が半分浸漬した状態を考え,  $\phi_2(x^*) = 1/2$  とする.

以上より, 重力と浮力が球体の液体中への臨界侵入条件に与える影響の大きさは(5)式において,  $-(4/3) \cdot G \cdot (\rho^* - 1/2)$  により表すことができる. ここで, (5)式から,  $\rho^* < 1/2$  においては浮力が重力より大きく,  $\rho^* > 1/2$  においては浮力は重力より小さくなり, さらに,  $\rho^* = 1/2$  では重力と浮力が等しく見かけ上重力と浮力がはたらかなくなるのがわかる. また, (5)式において重力・浮力の項は  $r_p^3$  に比例するのに対し, 他の項は  $r_p$  に比例するかあるいは依存しないことから, 重力・浮力の影響は粒子径が小さくなるほど急激に小さくなることが

<sup>†2</sup> この無次元数をここでは便宜的に  $G$  で表した.

わかる.

4.1.3 界面張力による力

本実験で明らかなように球体が液体中へ侵入する場合, くぼみが生成する. そして, このくぼみの生成により, 大きな界面エネルギー変化がおこる. したがって, くぼみの生成を考慮しない場合には実際に球にはたらく界面張力による力を非常に小さく見積もることになる. しかし, くぼみの生成は非定常の問題で, それを厳密に検討することはきわめて困難であるため, ここではくぼみの生成を考慮しないモデルを修正して, 界面張力による力の影響を検討する.

くぼみの生成を考慮しない場合には, (5)式の界面張力による力の補正係数  $\phi_3(x^*)$  は ENGH ら<sup>1)</sup> によるとつぎのように表すことができる.

$$\phi_3(x^*) = x^* - 1 + (\sigma_{s1} - \sigma_{gs})/\sigma_{g1} \dots\dots\dots(10)$$

ここで,  $\sigma_{s1}$ ,  $\sigma_{gs}$  はそれぞれ球体-液体, ガス-球体間の界面張力である. 一般に, 接触角を  $\theta_0$  とすると,

$$\cos \theta_0 = -(\sigma_{s1} - \sigma_{gs})/\sigma_{g1} \dots\dots\dots(11)$$

であるため,

$$\phi_3(x^*) = x^* - 1 - \cos \theta_0 \dots\dots\dots(12)$$

のように表せる.

本研究においてはくぼみ生成がおこるため, これより界面張力による力が  $A$  倍になったとして  $\phi_3(x^*)$  をつぎのように表すことにする.

$$\phi_3(x^*) = A(x^* - 1 - \cos \theta_0) \dots\dots\dots(13)$$

係数  $A$  は後述するように実測値との比較検討により決定する.

4.1.4 仮想質量および流体抵抗

仮想質量は, 球体が完全に液中に浸漬している場合には球がおしよけた液体の質量の  $1/2$  に等しく<sup>2)</sup>, また球が液面に接した状態では  $0$  であるというように, 一定な値ではない. しかし, 仮想質量が球体の臨界侵入条件に与える影響の大きさを求めるためには, 平均的な仮想質量を用いれば十分であると考えられる. そこで, ここでは仮想質量は球体が半分液体に浸漬することによりおしよけられる液体の質量の  $1/2$  とする. この場合  $\alpha$  は  $1/4$  となる.

補正係数  $\phi_1(x^*)$  は球体が液中に完全に浸漬した場合には厳密に  $1$  であるが, 流体抵抗の性質からみて, その大きさはたとえば球体が半分液中に侵入した場合も, 完全に侵入した場合とあまり大きな差異はないと考えられる. したがって, ここでは  $\phi_1(x^*) = 1$  とおく.

4.1.5 臨界侵入条件式

以上の検討の結果から, 各係数の値を(5)式に代入することにより, 球体の運動方程式はつぎのように入れ

る.

$$\frac{1}{2} C_D \cdot We + 2A(x^* - 1 - \cos \theta_c) + \frac{4}{3} \left( \frac{1}{2} \rho_a^* \frac{dWe}{dx^*} - \rho_b^* G \right) = 0 \dots\dots\dots (14)$$

$$\rho_a^* = \rho^* + 1/4, \quad \rho_b^* = \rho^* - 1/2$$

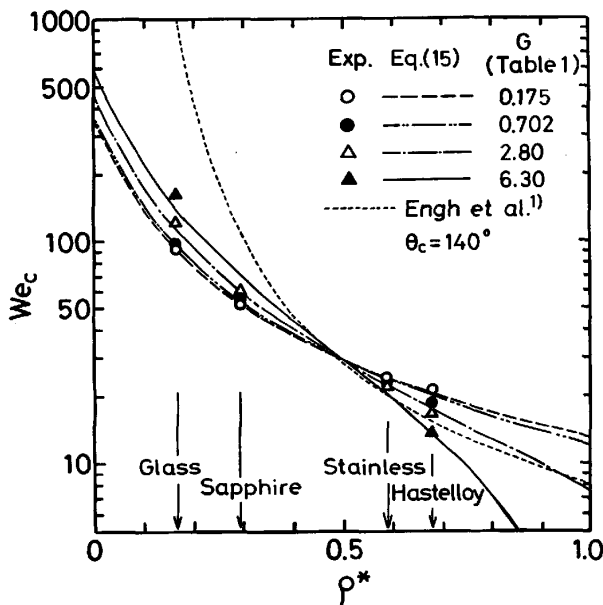
ここで、球体の液体中への臨界侵入条件は球体の液体中への侵入距離  $x$  が球径  $2r_p$  に等しくなった場合に  $We = 0$  であるという条件を用いることによつて得ることができる。したがつて、この条件で(14)式を解き、 $x^* = 0$  における  $We$  の解としての臨界ウェーバ数  $We_c$  は次のように得られる。

$$We_c = \frac{4A}{C_D} \left\{ \left( 1 - \exp\left(-\frac{3C_D}{2\rho_a^*}\right) \right) \left( \frac{4\rho_a^*}{3C_D} - 1 + \cos \theta_c + \frac{2G}{3A} \rho_b^* \right) + 2 \right\} \dots\dots\dots (15)$$

(15)式において、係数  $A$  を変化させて  $We_c$  と  $\rho^*$  の関係を計算する。なお、流体抵抗係数  $C_D$  は  $0.44$  とし<sup>3)</sup>、接触角  $\theta_c$  にはガラス平面上の水銀滴の接触角  $140^\circ$ <sup>4)</sup> を用いた。

4.1.6 実測値と計算値

Fig. 5 に示した各種球体の臨界侵入速度  $v_c$  から臨界ウェーバ数  $We_c (= v_c^2 r_p \rho_l / \sigma_{gl})$  と密度比  $\rho^*$  の関係を求めて、Fig. 6 に示した。図の実験結果に計算値が一致するように(15)式の係数  $A$  を変化させた結果、 $A =$



$$We_c = \frac{v_c^2 r_p \rho_l}{\sigma_{gl}}, \quad v_c : \text{Critical entry velocity for particle penetration}$$

$$\rho^* = \rho_p / \rho_l$$

Fig. 6. Critical condition for particle penetration into liquid plotted against particle-liquid density ratio.

2.5 が係数として最適であることがわかつた。この  $A = 2.5$  の場合の(15)式の計算結果を Fig. 6 に示したが、図より本モデルは非常によく本実験の結果を表していることがわかる。実験によれば、 $We_c$  の球径に対する依存性がほぼ  $\rho^* = 1/2$  を境として逆転しているが、本モデルはこの逆転現象もよく説明している。

上記の係数  $A$  の値は、くぼみが全く生じない場合は  $A = 1$  であるのに対して  $2.5$  と大きくなつてゐる。これは実際にくぼみが生ずることからみて理解できる値である。これから、球体が液体中へ侵入する場合に球体にはたらく界面張力による力は、突入時のくぼみの生成を考慮しない場合に比べてかなり大きくなつてゐることがわかる。

本モデルでさらに注目すべきことは仮想質量の効果である。この効果は(14)式の  $\rho_a^* = \rho^* + 1/4$  で  $\rho^*$  が小さくなるとともに急速に大きな役割をもつことが示されているが、計算値と実測値の一致から、仮想質量の大きな効果が実際に存在することがわかつた。

4.2 粉体吹き込みとの関連

4.2.1 従来の研究

ENGH ら<sup>1)</sup> は水平方向への粒子の侵入について、仮想質量を考慮に入れず、粒子にはたらく流体抵抗および界面張力による力を考慮した運動方程式を解き、粒子が液体中へ侵入するための臨界条件を得ている。ENGH らによるその条件式は、 $We_c$ 、 $\rho^*$  および  $\theta_c$  の間の関係で表すとつぎのようになる。

$$We_c = 8 \left( 1 - \exp\left(-\frac{3}{4\rho^*}\right) \right) \left( \cos \theta_c - 1 + \frac{8}{3} \rho^* \right) + 16 \dots\dots\dots (16) \dagger^3$$

(16)式より、臨界ウェーバ数  $We_c$  と密度比  $\rho^*$  の関係を求め、Fig. 6 に破線で示した。

Fig. 6 において、本実験結果と(16)式の計算値は  $\rho^* = 1/2$  においては一致する傾向があるが、(16)式の計算値は  $\rho^* > 1/2$  においては本実験結果より小さく、 $\rho^* < 1/2$  においては本実験結果より大きくなつており一致していない。また、この(16)式の計算値と実測値との相違は球径が小さいほど大きくなつてゐる。

以上の相違は、重力と浮力の影響は 4.1.2 で検討したように粒子径が小さいほど小さくなることから考えて、粒子の液体中への侵入方向が ENGH らと本研究において異なつてゐるためではなく、ENGH らのモデルが本モデルにおいて考慮した仮想質量を考慮していないためである。このため ENGH らのモデルでは  $\rho^*$  が小さい場合において、臨界侵入速度が極端に大きくなつてし

†<sup>3</sup> ENGH らは流体抵抗係数  $C_D$  を  $0.5$  としている。

まう。これから、ENGH らのモデルは本質的には固体粒子の液体中への侵入の臨界条件を表していないと考えられる。

#### 4.2.2 粉体吹き込みへの適用

前述の臨界侵入条件式 ((15)式) によれば、本実験で用いた最小球径  $d_p=0.159$  cm の場合の計算結果は  $d_p$  を 0 とした場合 ( $G=0$ ) の計算結果にほぼ一致する<sup>†4</sup>。したがって、直径が 0.1 cm 程度以下の粉体の個々の粒子の液体中への侵入については、(15)式で  $G=0$  とした次式で臨界条件を表すことができる。

$$We_c = \frac{1}{0.044} \left\{ \left( 1 - \exp\left(\frac{0.66}{\rho^* + 1/4}\right) \right) \left( \frac{\rho^* + 1/4}{0.33} - 1 + \cos \theta_c \right) + 2 \right\} \dots \dots \dots (17)$$

実際の粉体吹き込みにおいては、多数の粒子が連続的に気液界面を通過する。この場合、固気比が大きくなると気液界面は激しく乱れると推定されるため、単一粒子の臨界侵入条件を表す(15)式を無条件に粉体吹き込みへ適用することには問題がある。実際、木村<sup>9)</sup>の空気/粒子ジェットの液体表面上への吹きつけ実験においては、ガス中の粒子数がある程度以上多くなるとジェットは臨界的に液体中へ深く侵入するようになる。このような粉体吹き込み状態においては(17)式は適用できないであろう。これからみて、本モデルは固気比が小さい粉体吹き込みに適用されると考えられる。固気比が大きい場合の粉体吹き込みへの適用については、今後の詳細な研究が必要である。

<sup>†4</sup> Fig. 6 で  $G=0$  の線は  $G=0.175$  の線と実質的に同じである。

## 5. 結 論

粉体吹き込みに関する基礎研究の一環として、種々の直径、密度の球体を水銀面上へ落下させ、その侵入挙動を観察し、以下の結果を得た。

(1) 球体の液体中への侵入時間および落下後の球体のとび上がり高さの観測結果から、球体の液体中への臨界侵入速度と球体の直径および密度の間に定量的な関係を求めた。

(2) 球体の液体中の運動に関する運動方程式を解き、球体の液体中侵入の臨界条件を理論的に求めた。

(3) 球体の臨界侵入条件についての理論値と実験値を比較検討した結果、本実験の結果は理論計算で非常によく説明できることがわかった。

(4) 球体の液体中への侵入には、球体の液体同伴現象と球体の液面衝突時のくぼみの生成が大きな影響をもっていることを明らかにした。

終わりに、本実験に協力された名古屋大学工学部学生田嶋哲郎氏(現:ダイキン工業)および岡村和夫氏(現:鈴木自動車)に深く感謝致します。

## 文 献

- 1) T. A. ENGH, H. SANDBERG, A. HULTKVIST, and L. G. NORBERG: Scand. J. Metall, 1 (1972), p. 108
- 2) 今井 功: 流体力学 (前編) (1973), p. 152 [裳華房]
- 3) R. B. BIRD, W. E. STEWART, and E. N. LIGHTFOOD: Transport Phenomena (1960), p. 192 [Wiley & Sons, Inc.]
- 4) 井上 敏, 小谷正雄, 玉虫文一, 富山小太郎: 理化学辞典 (1958), p. 742 [岩波書店]
- 5) 木村悦治: 学振 140 委員会主催シンポジウム "高温物性と Injection Metallurgy", 1979 年 10 月