Fig. 12 Macro-micro fractographs of rotating bending fatigue test specimen of friction welded joint. ($\sigma = 17.9 \text{ kg/mm}^2$, $N = 5.54 \times 10^4$ cycles)

4. 結 論

オーステナイト系ステンレス鋼摩擦圧接継手の高温における機械的性質を検討した結果次のような結論が得られた。

(1) 摩擦圧接継手の引張強さ(室温 $\sim$ 700℃)は母材よりわずかに低下するものの母材とほぼ同様の試験温度に対する変化傾向を示す。0.2%耐力は、摩擦圧接継手の方が母材よりやや高い値を示す。摩擦圧接継手の絞り

及び伸びは母材に比べ低下している。そして伸びには温度依存性が認められるが、絞りにはそれが認められない。

クリープ破断強度については、500℃で母材と摩擦圧接継手の応力差は 0.5 kg/mm^2 , 600℃で $1.2 \sim 1.9 \text{ kg/mm}^2$, 700℃で $1.5 \sim 2.5 \text{ kg/mm}^2$ と試験温度が上昇するにつれてその差は広まり摩擦圧接継手の方が低下している。

(2) 回転曲げ高温疲労強度は試験温度600℃, 1×10^7 サイクルの試験では母材と摩擦圧接継手はほぼ同等の疲労限が得られた。その値は母材で 16.3 kg/mm^2 , 摩擦圧接継手でも 16.3 kg/mm^2 が得られた。この疲労限の0.2%耐力に対する割合は母材で約1.2, 摩擦圧接継手で約1.1である。また、摩擦圧接継手においてもコーキシング効果が認められた。

謝 辞

本研究にあたり、試験でご協力賜った川崎重工工業(株)技術研究所、材料研究室に謝意を表します。

また、終始熱心に討論に参加していただいた金属材料技術研究所、福島貞夫氏に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 摩擦圧接研究会編: 摩擦圧接, 1979コロナ社 S6~S14
- 2) G. Sinclair: An Investigation of the coaxing effect in fatigue of metals Proc. ASTM Vol. 52 (1952) S743~S758

気 孔 生 成 の 機 構*

石 崎 敬 三**, 横 谷 真 一 郎**

Mechanism of Blow Hole Formation*

by Keizo Ishizaki** and Shinichiro Yokoya**

Nucleation and growth of a blow hole during the solidification of molten metal were discussed in the light of the newly proposed 'solidification theory' by the author.

The results obtained were as follows:

*原稿受付 昭和55年12月23日 (昭和55年 第60回 溶接アーク 物理研究委員会にて発表)

**正 員 日本工業大学 Member, Nippon Inst. of Technology

- (1) The gas evolves through the protruding gas bubble surface, and its volumetric velocity per unit area w as compared with the solidification speed v determines the direction of growth of the blow hole inside wall. In the case of $v/w=2$, the resulting blow hole is cylindrical.
- (2) It was deduced that the nucleation of a gas bubble occurs in the solute enriched zone on the solidifying interface, and that the blow hole enlarges rapidly to the thickness of the zone and then grows according to v/w in the bulk molten metal.
- (3) Starting from the spherical bubble nucleus, various blow hole contours may be formed according to the various values of v/w . In case that solidification angle ϕ is smaller than liquid phase angle θ , the blow hole becomes a little shorter.
- (4) 'Bubbling type' blow hole contour was reproduced well by means of the new theory.
- (5) It was considered that the diameter of the cylindrical blow hole can not exceed a certain maximum value depending on the surface tension and density of the liquid concerned.

1. ま え が き

鋳造金属中、あるいは溶接金属中の気孔については多くの研究があるが、凝固時のガス発生と、気孔の成長を物理的に結びつけて考察したものは少い。我々はさきに水平スミ肉ビード中の気孔について研究し¹⁾、溶融池の水素濃度が過大になると、かえってピットの数が増加することを知り、この原因が気泡の浮上に伴う気孔の閉塞であることを確かめた。本報告はこの現象を、著者の提案する新しい凝固理論²⁾にもとづいて考察し、広く気孔生成現象を理解しようとする一つの試みである。

2. 管状気孔の生長

浅野らは、気泡がある程度大きくなると、気-液界面で発生する CO ガスが気泡を成長させるといっており、この時のガス発生量は界面の面積に比例すると考えた³⁾。以下この時生成する気孔の形状について考える。

凝固面は平面で、その進行速度 v 、また凝固面から液中に突出した気泡は球冠状で、三相接触円の半径 B 、この線上で凝固面と気-液界面のはさむ角を液相角 θ とする。ここで θ は一定と考える。

$$\text{気泡体積 } V = (\pi/3)(1 + \cos \theta)(1 + \cos \theta + \sin^2 \theta) \\ (B/\sin \theta)^3 = K_F B^3 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\text{気泡表面積 } F = 2\pi B^2(1 + \cos \theta)/\sin^2 \theta = K_F B^2 \dots\dots\dots (2)$$

Δt 時間内に、凝固面は $v\Delta t$ 進み、気泡の体積は、気孔となった台形の体積 ΔV_g が失われ、浸入したガスの体積 ΔV_w が加わる。気泡の自由面積の単位面積あたりのガスの発生速度を w とすると、

$$\Delta V_g = \pi B^2 v \Delta t \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\Delta V_w = K_F \cdot B^2 w \Delta t \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\Delta V = (dV/dt)\Delta t = (dV/dB)(dB/dt)\Delta t \\ = 3K_F B^2(v/\tan \theta)\Delta t \quad \dots\dots\dots (5)$$

$-\Delta V_g + \Delta V_w = \Delta V$ であるから

$$v/w = 2(1 + C)S^2 / \{(1 + C)(1 + C + S^2)C + S^4\} \dots\dots\dots (6)$$

ただし、 $C = \cos \theta$ $S = \sin \theta$

Fig. 1 The relation between the relative solidification velocity v/w and the solidification angle of a blowhole. v/w ; solidification velocity v /gas evolving velocity w

Fig. 2 Presumed shape of solid-liquid interface in the vicinity of three phase contact line.

Fig. 1 は (6) 式から求めた直線的生長の場合の θ と v/w の関係を示したもので、 v/w が 2 であれば管状気泡 < 2 なら拡大 > 2 であれば縮小することがわかる。

凝固層側面の凝固面となす角を凝固角 ϕ とすると、上の考察では常識的に $\theta = \phi$ としたが、一般的には $\theta > \phi$ である²⁾。 $\phi = 90^\circ$ のときの θ を θ_T とすれば、 $\theta_T > \pi/2$ で (6) 式から計算した Fig. 1 に示すように $v/w > 2$ となるらねばならない。もし $v/w = 2$ であれば、気孔は拡大する。

気体は金属の固、液体に比しはるかに断熱性であるから熱流はガスとの界面に沿い、したがって三相接触線近くでは凝固面はガス界面に直角に、Fig. 2 のように変化することが考えられる⁴⁾。もしそうであれば突出部が半球より大きくても小さくても、実際の液相角は 90° に近

Fig. 3 Attachment of a gas bubble to the solidifying s-l interface.

(a) unstable (b) $\theta = \theta_s$ (c) $\theta > \theta_s$
 $\phi = 0$ $\phi > 0$

くなり, $\phi < \theta$ に対する Fig. 1 の補正は, 曲線を $(90 - \theta_r)$ だけ θ の小さい方向に平行移動すればよい。

3. 気泡核の付着と生長

気孔の生長は凝固面に発生した微小の気泡核から始まるか, 他の場所である程度成長した気泡が凝固面に付着してから始まる。

後者の場合, 球形の気泡が Fig. 3(a) に示すように始め一点で凝固面に接触したとすると, 新しい凝固理論では, 液相角 $\theta = 0$ は不安定な状態で, 液相角が材料の特性値 θ_s になるまで, 接触線は急速に後退する。^{2) 註1.} (b): $\theta = \theta_s$ の時凝固角 ϕ はゼロで, さらに接触線の後退が続き, (c): 凝固層側面の生長速度の $\sin \phi$ が v に等しくなったら v/w によって定まる方向に気孔は成長してゆく。(a) (b) は気泡の接触円が急速に拡大してゆく過程であり, これによって, いったん付着した気泡は安定化する。

宇田らは溶融純鉄に水素を吸収させた後急速に凝固させ, 発生した気孔について観察し, 気泡の起点は凝固試料表面から 0.1 mm 程度で, かつ先端は半球状で, その後円柱形に成長していることを認めた⁵⁾。このような形は起点部の形に近い球形の気泡が凝固面にまず付着し, その後 $v/w \approx 2$ の条件で成長したのか, あるいは微小の気泡核が生成し, v/w が非常に小さい値から急速に 2 になるに応じて成長したものと考えられる。

浅野らはリムド鋼の凝固時, 凝固前面の溶質成分濃化層 (厚さ 0.03 mm 程度) での気泡核発生を論じているが⁶⁾ 濃化層内でガス成分が過飽和になっているとすると, w は最初極めて大きく, また急激に減少するであろう。液中での均質核生成は一般に困難であるから, 気泡核は第2の機構で発生し, 濃化層を越える大きさになってからは, そこでの v/w に従って第2段の成長に入るものと考えられる。

以下第2段階での気孔成長について論ずる。

まず, 三種の金属の固・液体の表面張力 γ_s, γ , およ

註1. $\gamma_s = \gamma \cos \theta_s + \gamma_i$

$\gamma_s, \gamma, \gamma_i$ は固, 液体の表面張力と固液の界面張力

Table 1 Various interfacial tensions of materials

Material	A	B	C
$\gamma_s \cdot 10^{-3}$ N/m	0	1900	1900
γ "	0	1825	1825
γ_i "	0	89	137
θ_s Degree	—	7	15

Table 2 Assumed values for initial conditions

Material	A, B	A, C
Volume V_1 m ³	6.4	0.8352
Radius R_1 m	1.152	0.5848
Liquid phase angle θ Degree	10	20

m; Arbitrary unit of length

び凝固界面の界面張力を γ_i とし, 物質 A, B, C についての値を Table 1 のように仮定する²⁾。次に平面の凝固面に底面半径 $B=0.2$ (単位) で付着した気泡の初期形状を Table 2 のごとく仮定した。初期液相角 θ_1 は, $\phi_1 > 0$ であるように θ_s より大きくとった。球形の気泡の直径 R_1 および体積 V_1 はこれから求めたものである。

気泡内面の成長方向は凝固式 (7) で規定される凝固角 ϕ の方向であって, θ_1 に対応する ϕ を ϕ_1 とすると

$$\gamma_s \cos \phi_1 = \gamma \cos \theta_1 + \gamma_i \quad \dots\dots\dots (7)$$

はじめの気孔内面は ϕ_1 の方向に成長し, Δt 時間後 B_1 は B_2 に, V_1 は V_2 になったとすると,

$$B_2 = B_1 + v \Delta t / \tan \phi_1 \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$V_2 = V_1 + 2\pi B_1^2 (1 + \cos \theta_1) w \Delta t / \sin^2 \theta - \pi (B_1 + B_2)^2 v \Delta t / 4 \quad \dots\dots\dots (9)$$

(8) (9) 式と (1) 式より, 次のステップでの液相角 θ_2 が求まり, θ_2 に対する凝固角 ϕ_2 が 8 式により定まる。順次このように計算を続ければ, 球冠状の付着気泡から非定常に成長する気孔のプロファイルが求められる。

Fig. 4-1, 2 は w/v の大きさをゼロから 5 段階に変え 1 ステップ $v \Delta t = 0.01$ (単位) とした時の計算結果で, 実線は $\theta = \phi$ と仮定した A の場合を示す。

$w/v = 0$, $\theta = \phi$ では当初の気泡の通り球形になるはずであるが, ほぼ満足している。これに対し, $\theta > \phi$ である B, C では気孔の成長方向は始め球形の A の外側に後には内側に向い, 全体として気孔はより短小になる。

$w/v = 0.1 \sim 0.3$ では楕円形の気孔となり, 0.5 以上ではかなり速く安定な成長状態になる。 $w/v = 0.5$ でも $\phi < \theta$ の場合は縮小に向うことが注意される。しかし, $w/v > 0.5$ ではその影響はほとんど見られない。材料 C は θ, ϕ の差が大きく, $\theta = \phi$ のときの気孔の形からのずれも大きい。

Fig. 4.1 The sectional shape of blowholes calculated by various assumed relative gas evolving velocity w/v
 material A ($\theta = \phi$); solid line
 B ($\theta > \phi$); dotted line

Fig. 4.2 The sectional shape of blowholes calculated by various assumed relative gas evolving velocity w/v
 Material A ($\theta = \phi$); solid line
 C ($\theta > \phi$); dotted line

Fig. 5 Sectional contour of the 'bubbling type' blow hole

Fig. 6 The calculated contour lines of a blowhole in the case of various initial solidification angle ϕ and relative gas evolving velocity w/v

4. 放出型気泡と Rim channel

Hultgren 等は、リム鋼の溶鋼の運動があまり強いと突出した気泡が洗い流されたあとに逆流した溶鋼によって、既にある気孔内面に新たな凝固層ができ、これが繰り返されたものが Rim channel であるといっている⁶⁾。Fig. 5 に示すように全く同様の気孔が、低水素溶接棒によるスミ肉溶接部にも見られる。

以下この形状の再現を試みる。材料は A ($\theta = \phi$) とし $B_1 = 1$, $\theta_1 = 170^\circ$, 100° , $w/v = 0.3$, 0.9 と仮定し、前節と同様の手法で計算したものが Fig. 6 である。この

Fig. 7 Rim skin contour lines of a rimmed steel ingot.

Fig. 8 The formation process of a rim hole contour line from the view point of the new solidification theory.

結果

1) 気孔の成長ははじめ θ_1 の方向だが、しだいに w/v によって定まる直線的な方向に漸近する。

2) w/v が拡大条件 (>0.5) であっても、気泡浮上後の θ_1 が小さいと、拡大に転ずるひまがないうちに気孔が閉じることがあり得る。また曲線 $0.9-170^\circ$ は Fig. 5 の気泡浮上後の気孔壁を極めてよく再現している。

3) 同じような縮小傾向でも θ_1 の大きさにより生成する気孔の形は著しく異なる。

気泡頭部が浮上したあと、溶鋼が逆流する時、気孔壁は溶融点以下に冷却しているから溶鋼がこれを濡らすことはできず、内壁上にこれと密着しない薄い凝固層を作りつつ進入し、残存するガスとの圧力差によって決まるラプラスの曲面を形成する点で停止する。このような過程でできた凝固層が見かけ上凝固角を示しているものである。Fig. 5 では逆流後のみかけの凝固角はかなり変化している。

次にガス発生が著しい時の Rim skin contour line の形成について考察する。(Fig. 7)。Fig. 8(a) に示すようにリムド鋼の垂直な凝固壁から突出する気泡が小さいう

ちは、その上下の静水圧差は、表面張力による気泡の内部圧力に比し小さく、気泡は球形に近く、気孔は正円錐になり得る。

気孔が成長するにつれ (b) のように気孔内壁の成長方向は上下とも、上向きに変化してくる。これには次のような原因が考えられる。

1) 気泡の曲率が上に大に下に小になり、これに伴い下部の液相角は大に、上部の液相角は小さくなる。

2) $\theta \neq \phi$ の場合、凝固角の差は液相角の差よりも大になる。

3) 上昇する溶鋼は気泡前面では凝固面による冷却がなく温度が上昇するため、気孔上縁での凝固を遅らせ、凝固面を内側に傾斜させる。

これらはいずれも θ を $\theta/$ に近づけ、 ϕ をゼロに近づける。このためある時点で (c) のように上部接触線は見かけ上凝固面上を上方に迂り、気泡の変形を助長し、不安定にして遂には全体が浮上する。

このように気泡の浮上は、対流の動力学的作用によらない、静力学的な説明も可能である。

5. 管状気孔とピットの形成

ガス発生が過大な場合のガス放出型気孔は Fig. 5 に示すように顕著な結節があり、断面では幾重にも重なった拡大型の気孔内壁線が見られる。これに対し、Fig. 9 に示すように、断面の偏折線が一樣連続で、気孔壁面に垂直であり、ゆるやかな undulation はあるが、直径がほぼ一定な管状気孔があり、放出型に対し非放出型と名づけられた¹⁾。

しかし、さきの考察の示すように、非放出の場合の管状気孔生成のための条件は $v/w=2$ の一点であって、極めて狭い。さらにさきの考察では拡大する気孔の直径に限界はないが、実際の気孔は Fig. 10 に示すように²⁾、あ

Fig. 9 Sectional contour of the 'non-bubbling type' blow hole.

Fig. 10 The fracture surface of a fillet weld bead with numerous blowholes.

Fig. 11 The shapes of pendent liquid drop or floating gas bubble in the gravitational field.

る限界値があるようである。この差異は重力を無視したために生じたものであろう。

空気中で棒端から垂下する水滴の形状は、重力と気-液の界面張力のみによって定まるから、器の底の孔から吹きこんだ空気による気泡の形とも考えられる。垂下する水滴を示す Fig. 11 を倒立させれば水平の凝固面からガス気泡が上昇する過程と見ることができる。気泡が 1 ~ 4 と成長するにつれ、始め $\theta > \pi/2$ であったものが、しだいに増加し、最大になった 4 で気泡はくびれ、残存気泡は 1 に戻る。もし凝固面に付着する気泡がこのような変化をすれば、undulate する管状気孔が生成する。Type. 2 のようであれば、気泡の浮上にかかわらず、気孔は縮小する。necking がこのように凝固面より速くで生ずるならば、偏析線は乱されないであろう。ピットはこのような浮上型の気孔であるとも考えられる。

なおこれまでの考察では、ガスは気泡の自由表面を通して発生するとしたが、水素は凝固した金属中を拡散して、気孔内に浸入することも考えられる。ピットはこのような過剰のガス発生により生ずるとも考えられる。

Fig. 12 は棒の換算直径 D' に対して、落下直前の垂下液滴頭部の換算直径 D'_t の変化を示している⁸⁾。これも

Fig. 12 Relation between the outer diameter of rod D and maximum top diameter of pendent liquid drop D_t .

凝固面に付着する気泡と考えれば、この時接触線では気泡側面は垂直であるといわれているから⁸⁾、この曲線は管状気孔生成の条件を示している。 ρ/γ が小さいと、気泡の浮上後気孔が拡大する Type. 1 に近づき、大きいと、浮上サイクルを通じて縮小傾向の Type. 2 になる。したがって気泡の浮上を伴いながら成長する気孔の平均直径は δ/γ が小さければ大きく、大きければ小さいと考えられる。

6. ま と め

金属融液凝固時の気泡の核発生と、気孔の成長について、新しい凝固理論の見地から考察した。得られた主な結論は次の通りである。

1. 溶融金属中に突出した気泡の、気-液界面における単位面積当りのガス発生速度を w 、凝固速度を v とすると、 $v/w=2$ の場合は管状気孔、 >2 で縮小、 <2 であれば拡大する気孔となる。
2. 気泡核は凝固前面の成分濃化層内に発生し、急激なガス発生により、ほぼ濃化層の厚さに相当する半球状にまで成長し、その後は濃化層外の w と v の比に見合う成長を続ける。
3. 核発生後の気孔は、 $\theta=\phi$ の物質では、ガス発生速度 w がゼロになれば、そのまま球形であるが、 $v/w>2$ であれば楕円体になる。 $\theta>\phi$ の物質では、同じ v/w に対し前半は拡大傾向、後半では縮小傾向があり、全体として短い気孔となる。
4. 放出型の気孔の不連続な成長と閉塞の機構を凝固理論により再現できた。また垂直の凝固壁からの気泡の浮上が各種の要因により静力学的に起り得ることを示した。
5. 管状気孔は放出型の気泡によっても起り得ること、その直径には液体の表面張力と密度による一定の上

限があることを推論した。

このような結論を定量的に裏づけることは極めて困難であるが、鋳塊や溶接部の気孔形成について一つの新しい見地を与えるものであろう。

参 考 文 献

- 1) 常富, 森, 木間, 石崎; 水平すみ肉溶接時の水素による気孔, 本誌, 44-2 (1975) 105-111
- 2) 石崎, 横谷; スパッタの凝固とビード形成機構, 本誌 46-7

(1977) 387-394

- 3) 浅野, 佐伯; リムド鋼のガス発生機構; 鉄と鋼55-14 (1969) 1312-1328
- 4) 石崎; 鋼塊気孔の発生機構, 鉄と鋼, 48-4 (1962), 541-542
- 5) 宇田, 檀, 大野; 純鉄の凝固時における気孔生成に及ぼす水素の影響, 鉄と鋼, 62-1 (1976) 62-71
- 6) Hultgren, Phragmen; Trans. AIME 135 (1939) Iron and Steel Div. 133-244
- 7) 関根; 表面張力測定法, 理工図書 (1957)
- 8) W.J. Greene; An Analysis of Transfer in Gas shielded Welding Arcs, Trans A.I.E.E (1960)

ハステロイ X TIG 周継手円筒の高温内圧クリープ強度*

—ハステロイ X 溶接継手円筒の高温内圧クリープ挙動の研究 (第1報)—

鵜戸口英善**, 印藤弘郷***, 磯村和幸***, 小畑清和****, 仲西恒雄*****, 車地隆治*****

Creep Strength of Hastelloy X TIG-welded Cylinder under Internal Pressure at Elevated Temperature*

—Studies on Structural Behavior of Hastelloy X Cylinder with Welded Joint under Internal Pressure at Elevated Temperature (Report I)—

by Teruyoshi Udoguchi**, Hirosato Indo***, Kazuyuki Isomura***,
Kiyokazu Kobatake****, Tsuneo Nakanishi***** and Takaharu Kurumaji*****

Creep tests on circumferentially TIG-welded Hastelloy x cylinders were carried out under internal pressure for the investigation of structural behavior of welded components in high temperature environment. The creep rupture strength of TIG-welded cylinders was much lower than that of non-welded cylinders, while such reduction was not found in uniaxial creep tests on TIG-welded bars. It was deduced that the reduction was due to the low ductility (ranging from 1 to 5 %) of the weld metal to which enhanced creep was induced by the adjacent base metal whose creep strain rate was much higher than that of the weld metal. Therefore, uniaxial creep tests on bar specimens is not sufficient for proper assessment of the creep rupture strength of welded components. Both creep strain rate and creep ductility should be concerned for the assessment. Creep tests by using components such as cylinder under internal pressure are recommendable for the confirmation of creep strength of welded structures and components.

1. 結 言

原子力分野, 特に高温ガス炉あるいは各種プラント構

造物の高温化の傾向は最近著しいものがあるが, これらに関連した構造材料特性, 構造設計手法および構造安全性に関する研究は未だ数少ない。高温構造物は, 特に複雑な応力下でのクリープ, クリープ・疲労相互作用あるいはラチェット変形等を受けるが, それらに関する試験研究は技術的に困難が多く, 実験も長時間にわたるので, 単軸母材クリープ¹⁾以外の, たとえば溶接部などについてはデータが少なく, 高温設計技術の確立には不十分である。

溶接を考慮した高温構造物を対象として考えた場合, 例えば ASME Code Case N-47 で定められているよう

*原稿受付 昭和55年12月26日 (第80回 溶接法研究委員会にて発表)
** 東京大学名誉教授 Professor Emeritus Tokyo University

***正 員 三井造船(株)千葉研究所 Member, Chiba Laboratory. Mitsui Engineering & Ship Building Co., Ltd.

****正 員 川崎重工(株)原子力本部 Member, Nuclear Systems Division Kawasaki Heavy Industries Co., Ltd.

*****正 員 (株)富士電機総合研究所 Member, Fuji Electric Corporate Research and Development Ltd.
***** バブコック日立(株) Babcock-Hitachi K.K.