

Table 2. Physical properties of molten steel (at 1600°C).

Specific gravity (kg/m ³)	Specific heat (kcal/kg·°C)	Thermal conductivity (kcal/m·hr·°C)	Viscosity (kg·hr/m ²)	Kinematic viscosity (m ² /hr)
7000	0.20	20	0.50×10 ⁻⁷	9.26×10 ⁻⁴

溶鋼に関する物性的な基礎データは不足しているが、大略 Table 2 のごとくと考えられる。このような低 Pr 数流体では流体が乱流であつても速度境界相に比べ温度の境界相が大きくなる。

しかし実測によれば酸素ジェットの影響領域の鋼浴温度が約 2400°C を示すのに対し、本実験での温度測定点の値は経験的に予想される温度を示した。すなわち一般鋼浴は酸素ジェットの影響および CO ボイリングによつて強く攪拌され、かなり均一な温度分布になつてゐることが想像される。

鋼浴の熱移動に関し簡単な一次元のモデルを考え、燃焼反応の発生点における温度境界相厚さを求めた。この場合温度境界相外の温度はずべて一定とし、発生する熱はすべての鋼浴温度上昇のため鋼浴へ蓄積されるとし、炉壁等からの放散熱は無視した。すなわち次式が成り立つと仮定する。

$$MC_P \cdot d\theta/dt = \{(\theta_0 - \theta)/\delta\} \cdot kS \dots\dots\dots (1)$$

M: 溶鋼重量(kg), C_P: 溶鋼の比熱(kcal/kg·°C)

θ: 鋼浴温度(°C), t: 時間(min)

θ₀: 燃焼反応の発生点の温度(°C)

δ: 温度境界相厚さ(m)

k: 溶鋼の熱伝導率(kcal/m·min·°C)

S: 燃焼反応の発生点の総面積(m²)

(1)式を解くと

$$\theta = \theta_0 + C \exp(-kS/\delta) \cdot (1/MC_P) \cdot t \dots\dots\dots (2)$$

積分定数 C は IBM-7074 で求めた回帰式

$$\theta = 0.0903 t^3 - 3.245 t^2 + 50.593 t + 1127 \dots\dots (3)$$

から t=0(min) における θ=1127°C と火点温度 2400°C を (2) 式に代入して求めると

$$C = 1127 - 2400 = -1273 \dots\dots\dots (4)$$

ここで温度境界相厚さを求めるため(2)式を Taylor 展開すると

$$\theta = 2400 - 1273 \{1 - (kS/MC_P\delta)t + (kS/MC_P\delta)^2 \cdot t^2/2! - (kS/MC_P\delta)^3 \cdot t^3/3! + \dots\} \dots\dots\dots (5)$$

(3)式、(5)式の各次数の係数を比較するため M=13×10³ kg, C_P=0.2 kcal/kg·°C, k=0.33kcal/m·min·°C S=1.0 m² を代入して求めると

$$1 \text{ 次 の 項 } 1273 \cdot (kS/MC_P\delta) = 50.593 \dots\dots\dots (6)$$

$$\therefore 1273 \cdot 0.33 \cdot 1/13000 \cdot 0.2 \cdot \delta = 50.593 \dots\dots (7)$$

$$\therefore \delta = 3.29 \times 10^{-3} \text{ m} \dots\dots\dots (8)$$

$$2 \text{ 次 の 項 } -1273 \cdot (kS/MC_P\delta)^2/2! = -3.245 \dots\dots (9)$$

$$\therefore \delta = 1.77 \times 10^{-3} \text{ m} \dots\dots\dots (10)$$

$$3 \text{ 次 の 項 } 1273 \cdot (kS/MC_P\delta)^3/3! = 0.0903 \dots\dots (11)$$

$$\therefore \delta = 1.68 \times 10^{-3} \text{ m} \dots\dots\dots (12)$$

このように IBM で求めた回帰係数と熱移動モデルの係数から求めた温度境界相厚さ δ の値は各次数について大体一致し、かつ境界相厚さは非常に小さいことが判つた。M, θ₀, S は吹錬中一定では無く、また θ₀, S の測定は実際には困難だが、鋼浴温度の上昇曲線はこのよう

な簡単なモデルによつても効果的に取り扱えるようである。

4. 結 言

吹錬中の炉内反応の情報を得るため、サンプリングランスにより試料の採取および鋼浴温度の測定を行なつた。

平均 20 min 間の吹錬においては吹錬後約 6 min の間に Si, Mn, P は急激に燃焼し、それに伴ない鋼浴温度の上昇も著しく、かつ滓化も促進される。

吹錬中期は温度上昇および滓化は若干停滞し、吹錬末期鋼浴鉄の酸化と共に温度上昇および滓化がふたたび著しくなる。

鋼浴の温度変化は同一吹錬条件では再現性があり、IBM 計算による 3 次の回帰式に良く一致する。

鋼浴内の温度はかなり均一と考えられ、高温の火点と一般鋼浴間には大きな温度勾配が存在し、その境界相厚さは数ミリメートル以下と推定される。

文 献

- 1) 川鉄千葉: 鉄と鋼, 51 (1965) 10, p. 1922
- 2) Arnulf MUAN, E. F. OSBORN: Phase Equilibria Among Oxide in Steelmaking, p. 113
- 3) Warren H. GIEDT: Principles of Engineering Heat Transfer.

669.184.244.66, 669.184.242

(63) ランスノズルの設計について

日本鋼管, 技術研究所

川上 公成・〇今井 寮一郎

〃 プラント部

神保 新一・伊達隆三郎

Model Study on Design of Lance Nozzle.

Kiminari KAWAKAMI, Ryoichiro IMAI, Shinichi JINBO and Takasaburo DATE.

1. 結 言

LD 転炉の酸化反応は、超音速の酸素ジェットによつて推進されており、酸素ジェットの状況の変化は、吹錬反応に大きな影響を持つている。著者らは、超音速の自由噴流の理論を用いて、酸素ジェットを定量的に表示し、吹錬反応との関連を調査してきた¹⁾。一方ランスノズルの設計に関しては、吹錬圧力に適合した設計を行なわなければ、異常波を発生し、流速および動圧が極端に低下し、脱炭効率が低下したり、スラグ中 ΣFe が増加したり、スロッピングが増大したりする原因になると考えられている。

これらを防止し、もつとも効率の良いランスノズルを設計するために、理論的な計算による設計を行なつた場合とそれをはずした設計を行なつた場合について、ラン

Table 1. Design characteristics of the tested nozzles (mm).

No.	Nozzle	D*	D ₀	A ₀ /A*	M _j	Expansion zone length	Remarks
No. 1	1 hole	16.35	20.44	1.55	1.89	23.27	θ=7°
No. 2	2 holes	10.00	12.69	1.61	1.94	19.62	
No. 3	1 hole	16.35	24.10	2.17	2.30	51.80	

スノズルの模型を製作し、実際に噴射実験を行なった。
 超音速気流の状況を観察する方法として、シュリーレン装置による方法がある。これによつて衝撃波等の発生状況を直接観察し、同時に楕型ピトー管によつて総圧を測定し、流速に換算を行なった。シュリーレン写真による衝撃波等の発生状況と流速との関連について得られた結果の考察を行なった。

2. 実験装置および実験方法

2.1 ノズルの設計

記号

M: マッハ数, β: 斜め衝撃波の角度, 0: ノズル出口
 P: 圧力, L: ノズルからの距離, γ: 比熱比, 1: 衝撃波前
 D: ノズル直径, C_p: 定圧比熱, 2: 衝撃波後
 A: ノズル断面積, サフィックス, s: static 量
 T: 絶対温度, *: スロート, t: total
 U: 流速, oo: 貯気槽, max: ジェット中心部
 損失の無いノズルの出口のマッハ数と貯気槽圧力にはつぎの関係のあることが知られている²⁾。

$$\frac{P_{so}}{P_s} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2\right)^{\gamma/\gamma-1} \dots\dots\dots (1)$$

またノズルのスロートの出口の断面積比はマッハ数によつて定まり、つぎのよう表わすことができる。

$$\frac{A_0}{A^*} = \frac{1}{M_0} \sqrt{\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2\right)^{\gamma+1/\gamma-1}} \dots\dots\dots (2)$$

新設計によるノズルは 12 kg/cm²·G を設計点として、(1), (2) 式より A₀/A* を求めスロートおよび出口の直径を決定した。実験に使用したノズルの諸元を Table 1 に示す。

2.2 測定

高圧気体源としては、最大圧力 20 kg/cm²·G の脱湿、除塵された空気を用いた。シュリーレン装置は、点光源と 2 枚の凹面鏡および写真撮影装置とからなるもので、撮影視野は直径 200 mm である。ジェットの各測定点における総圧は、水銀マンメーターに接続した楕型ピトー管によつて測定した。測定点の間隔は 5 mm で、最大測定可能圧力は 2000 mmHg である。

3. 実験結果および考察

3.1 シュリーレン写真

各ノズルについての代表的なシュリーレン写真を Photo. 1, Photo. 2, Photo. 3 に示す。

No. 1, No. 2 ノズルは、いずれも断面積比としては約 6 kg/cm²·G に相当しており、不足膨張であつて、使用圧力付近ではかなり激しい衝撃波を発生している。とくに圧力の高いところでは、斜め衝撃波のほかに、垂直衝撃波をも発生しており、かなりの運動エネルギーの損失があることが想像される。これに対して、断面積比を 12 kg/cm²·G に合わせた新ノズルでは、弱い波(ノズル

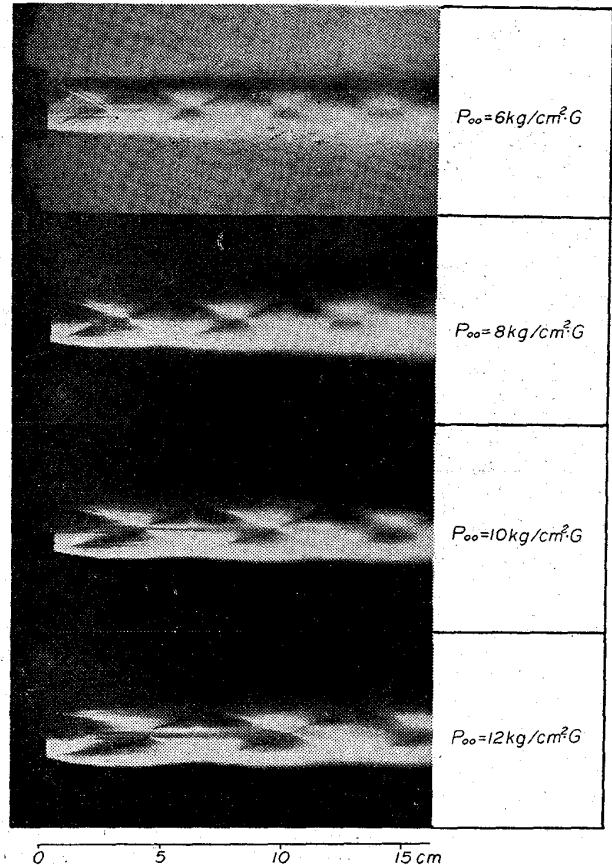


Photo. 1 Typical schlieren photographs of No.1 nozzle.

の末広部分を直線としたためと考えられる) が若干発生してはいるが、流れは非常にスムーズであり、使用圧力付近の圧力変化に対しても、流れにそれ程大きな変化が無いようである。

3.2 総圧-流速の換算

ピトー管による測定圧力を流速に換算するときの問題点は、超音速気流の中にピトー管を入れるため、必ずその前方に垂直衝撃波ができることである。このことを考慮して、ピトー管で測定した衝撃波後の総圧から、衝撃波前のマッハ数を求める方法として、気体力学では Rayleigh のピトー公式が知られている。

$$\frac{P_s}{P_{t2}} = \frac{\left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M_1^2 + \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)^{1/\gamma-1}}{\left(\frac{\gamma+1}{2} M_1^2\right)^{\gamma/\gamma-1}} \dots\dots\dots (3)$$

また超音速気流において、断熱流れの場合には、一般に つぎのような関係が成立することが知られている。

$$\frac{T_{soo}}{T_{s1}} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \dots\dots\dots (4)$$

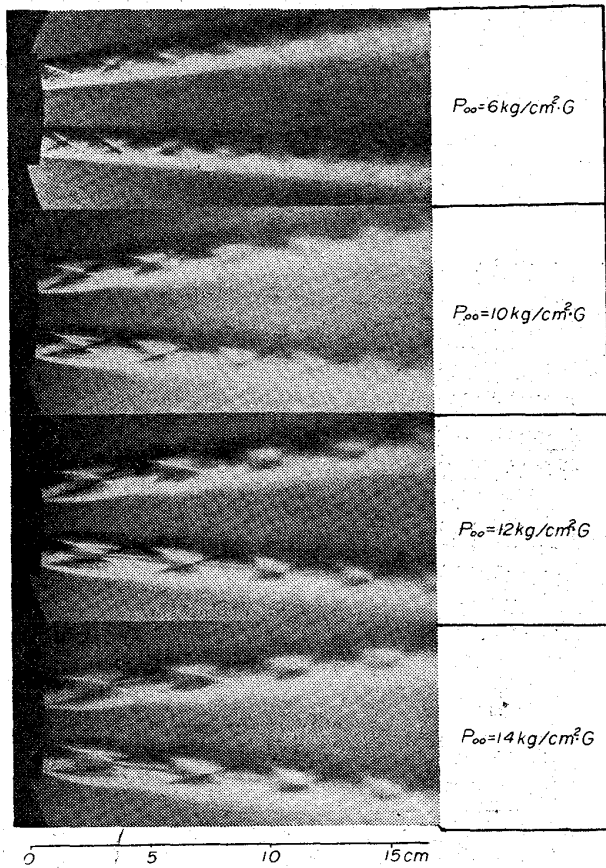


Photo. 2 Typical schlieren photographs of No.2 nozzle.

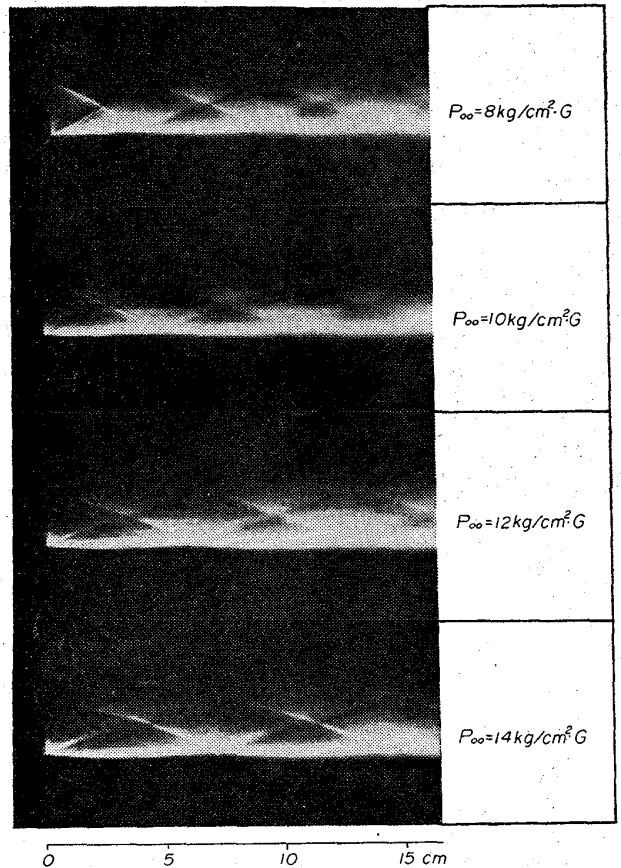


Photo. 3 Typical schlieren photographs of No.3 nozzle.

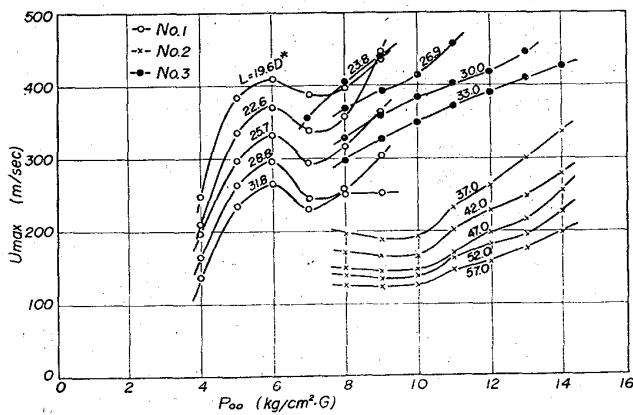


Fig. 1. Velocity at center of jet in relation to back pressure.

ここでジェット中では total temperature が保存されるという考え方を導入すれば、つぎの式が成立する。

$$\frac{1}{2} U_1^2 + C_P T_{S1} = C_P T_{S00} \quad \dots \dots \dots (5)$$

(3), (4), (5)式において γ , T_{S00} , C_P が既知であり, P_S を大気圧と仮定すれば U_1 を求めることができる。

3.3 測定結果

Fig. 1 にジェット中心部流速と貯気槽圧力との関係を示す。ここでノズルから測定点までの距離は、スロート直径に対する比で表わすことにした。

No. 1 ノズルではやはり $6 \text{ kg/cm}^2 \cdot \text{G}$ 付近にピークが

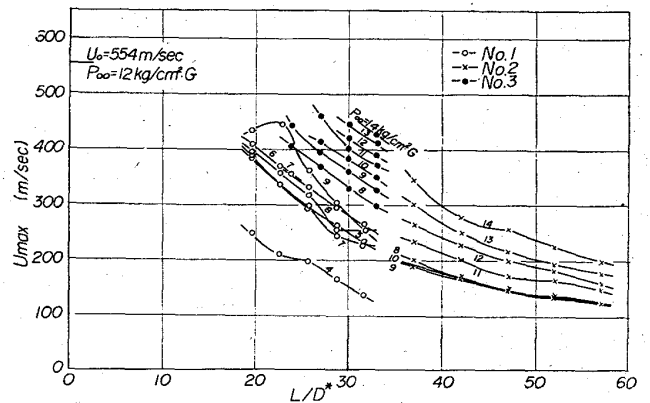


Fig. 2. Velocity at center of jet in relation to distance from the nozzle.

あり、設計点をはずれたそれより高い圧力では、かえって流速が低下しているのが認められる。No. 2 ノズルでも同様の現象が起こっているようである。これに対して設計圧力を $12 \text{ kg/cm}^2 \cdot \text{G}$ とした No. 3 ノズルでは、使用圧力付近で流速も大であり、かつ非常にフラットな特性を持つていることが示される。

Fig. 2 にジェット中心部流速と距離との関係を示す。これより同様に No. 3 ノズルが使用圧力付近ですぐれた特性を持つていることがわかる。

一般にジェットのノズル出口の静圧が背圧より大きい場合には、ノズル出口周辺部から膨張波を発生し、その

逆の場合には、圧縮波を発生する。Photo. 1, 2 によつて、圧力差が非常に大きい場合にはノズル後方に垂直衝撃波を生ずることが示された。これらの場合には、大きな流れの不連続面をジェットが通過することになり、エネルギーの一部が熱に変化し、総圧および流速は低下する。衝撃波前後の総圧および流速の変化はつぎの式で表わされる。

$$\frac{P_{t1}}{P_{t2}} = \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M_1^2 \sin^2 \beta - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^{1/\gamma-1} \times \left(\frac{(\gamma-1)M_1^2 \sin^2 \beta + 2}{(\gamma+1)M_1^2 \sin^2 \beta} \right)^{\gamma/\gamma-1} \dots\dots(6)$$

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{(\gamma+1)M_1^2 \sin^2 \beta}{(\gamma-1)M_1^2 \sin^2 \beta + 2} \dots\dots\dots(7)$$

この式において垂直衝撃波の場合は $\beta=90^\circ$ で $\sin \beta=1$ となり、これは3次元ジェットにも適用できる。例えば、 $M_1=2$ の場合 $P_{t2}/P_{t1}=0.721$, $U_2/U_1=0.375$ となり、総圧および流速の低下は非常に大きい。斜め衝撃波の場合には、あたかも垂直衝撃波において上流の流速が $M_1 \sin \beta$ に低下した場合に相当する。したがつて波の角度 β が小さい時にはその損失は垂直衝撃波にくらべて僅少となる。例えば、 $M_1=2, \beta=45^\circ$ の場合 $P_{t2}/P_{t1}=0.955$, $U_2/U_1=0.583$ となる。このことから高エネルギーの Free jet を作るためには、まずいかなる種類の衝撃波も作らぬのが理想であるが、現実的には角度の小さい斜め衝撃波を作るように心掛けるのが大切となるであろう。角度 β はジェットの boundary の変形によつて支配され、この変形はノズル出口のジェットの静圧と背圧とが一致している場合は 0, その差が大なる程大きいから、圧力損失の少ないノズルは取りもなおさず出口の圧力が背圧と一致するノズルであることになる。

また超音速のジェットを平板に衝突させた場合には、ピトー管の場合と同様に、その直前に垂直衝撃波ができることが知られている。したがつて酸素ジェットが鋼浴面に衝突している状態でも、同様に垂直衝撃波が発生していると考えなければならない。しかし実際は、酸素はそのほとんどが吸収されており、ジェットによる鋼浴面の凹み深さ等の計算からも、ジェットが鋼浴に与える力に吸収が大きな影響を与えることが推定されている。したがつて垂直衝撃波の発生状況に対しても吸収が大きな影響を与えるはずである。それにしても実際に鋼浴面上に垂直衝撃波が存在することも十分考えられるので、LD 転炉の吹錬反応上重要と考えられる鋼浴面におけるジェットの総圧あるいは流速は、むしろ垂直衝撃波後の値に比例していると考えたほうが実際の状態に近いと思われる。この場合 M_1 がわかっているときの真のよどみ点圧は前述の (6) 式により求めることができる。

衝撃波の発生によつて流速が低下したものは、ジェットの乱れによつて、その広がりも大きくなつていゝと考えられるが、今回の実験では検出できなかつた。

またシュリーレン写真によれば、2孔ノズルでは2つのジェットは互いに干渉していないように見えるが、流速分布の測定によれば、2つのピークの中心にもう1つの小さいピークが認められた。この原因の一つとしては、シュリーレン写真に写らない亜音速部の流れの重なりが考えられ、多孔ノズルの場合ジェットの干渉が何ら

かの形で存在するようであり、これは今後の問題である。

その他では、衝撃波が発生している場合には、水銀マノメーターが非常に不安定となり、流速にかなりのむらが生じているのが観測された。

4. 結 言

LD 転炉ランスノズルの模型を製作し、実際に噴射実験を行ない、シュリーレン写真および櫛型ピトー管を用いて測定を行ない、つぎのような結論を得た。

すなわち、ランスノズルの設計に当つては、ノズルの断面積比を使用圧力に合せ、かつ Expansion zone の長さを適当な値にとらなければ強い衝撃波を発生し、総圧および流速が極端に低下し、いわゆるソフトブローになり、かつジェットも不安定になり、LD 転炉の吹錬上好ましくない結果となることが判明した。

文 献

- 1) 川上: 鉄と鋼, 51 (1965) 4, p. 706
- 2) リープマン, ロシユコ: 気体力学, (1960), p. 61 [吉岡書店]

667,184,244,66,669,184,242

(64) 単孔ノズル・ランスおよび三孔ノズル・ランスの吹錬状況におよぼす諸影響について

日本鋼管, 水江製鉄所

板岡 隆・三好 俊吉

〃 福山製鉄所 山 鹿 素 雄

〃 水江製鉄所 ○半 明 正 之

Effects of Single-Hole-Lance and Three-Hole-Lance on Blowing Condition.

Takashi ITAOKA, Shunkichi MIYOSHI, Motosu YAMAGA and Masayuki HANMIYO.

1. 緒 言

水江製鉄所転炉工場においては、昭和 38 年 9 月頃より多孔ノズルランスを実操業に使用し始め今日に到つている。その間、従来の単孔ノズルランスと併用使用を行ない比較検討、改善を行なつてきたが、以下に述べる能率、品質および出鋼歩留りの点において両者に相当大きな差異を有している。本報告はそれらの点について現場データより比較検討を行なつたものである。単孔ノズルおよび三孔ノズルの吹錬条件は次のごとくである。

単孔ノズル: (52φ×1)

ランス湯面間距離; 1,400 mm

吹錬酸素圧力; 8.0~8.5 kg/cm²

三孔ノズル: (26φ×3)

ランス湯面間距離; 900 mm

吹錬酸素圧力; 12.0~12.5 kg/cm²

2. 能 率

2.1 ベーレン取り

転炉の能率を大きく阻害するものの一つにベーレン取りがある。三孔ノズルランスを使用すると従来の単孔ノズルランスを使用する場合に比べて、ベーレン取りに要する時間が著しく減少する。それは多孔ノズルランスの