

УДК 532.525.2:533.6.011.5

© Лухтура Ф.И.¹, Линник А.В.²**О ГЛУБИНЕ ВНЕДРЕНИЯ СТРУИ ОКИСЛИТЕЛЯ В РАСПЛАВ
КИСЛОРОДНОГО КОНВЕРТЕРА**

Проведен анализ влияния режимных параметров истечения (полного перепада давлений, избыточного импульса, расхода и др.) из сопел фурм и геометрии последних на изменение глубины внедрения дозвуковой струи с естественной начальной степенью турбулентности и сверхзвуковой струи в условиях истечения без эффекта обратной акустической связи в расплав из сопел с различными числами Маха и углами между образующей и осью сверхзвуковой расширяющейся части сопла, на различных расстояниях от поверхности ванны и толщины слоя шлака. Получены соответствующие зависимости, которые практически совпадают с экспериментальными данными, полученными как на моделях, так и на натуре.

Ключевые слова: *фурма, сопло, сверхзвуковой поток, металлический расплав, глубина внедрения.*

Лухтура Ф.И., Линник А.В. Про глибину занурення струмини окислювача в розплав кисневого конвертеру. Проаналізовані впливи режимних параметрів витікання (повного перепаду тиску, надлишкового імпульсу, витрати та др.) з сопел фурм і геометрії останніх на змінення глибини занурення дозвукової струмини з природним початковим ступенем турбулентності і надзвукової струмини в умовах витікання без ефекту зворотного зв'язку в розплав із сопел з різноманітними числами Маху і кутами між твірною й віссю дифузора сопла, на різних відстанях від поверхні ванни та товщини шару шлаку. Отримані відповідні залежності, які практично збігаються з експериментальними даними, отриманими як на моделях, так і на натурі.

Ключові слова: *фурма, сопло, надзвуковий потік, металевий розплав, глибина занурення.*

F.I. Lukhtura, A.V. Linnik. On penetration depth of an oxidizing agent jet into the melt of LD-converter. The influence of discharge regime parameters (full pressure differential, surplus impulse, consumption etc.) through the tuyere nozzles and their design on change of the subsonic jet with natural initial degree of turbulence penetration depth and the supersonic jet under discharge conditions without acoustic-feedback into the melt through the nozzles with various Mach numbers, the generatrix and the supersonic widening nozzle forming an angle, at different distances from the melt surface and the slag layer have been analyzed. The received relations agree very closely with experimental data received both from models and in practice. Thus the penetration depth is peak at the nozzle, in which pressure differential given gas expansion being maximum. However penetration depth functional dependence on Mach number is such that Mach number decreasing substantially, the penetration depth decreasing little. With the nozzle expansion angle increase the jet penetration depth decreases over the total range of the pressure differential drop. degree off-design). From the analysis of the received data it should be noted, that the dimensions of the interaction zone decrease both in width (the crater diameter) and in penetration depth if there is a slag layer. It also points to the fact that if there is a slag layer the degree of the oxygen assimilation by the melt decreases as well as the metal mass joining the downward jet of the oxidizer while the carbon critical concentration grows. The received dependences of the jet penetration depth into the melt on such various factors as: discharge regime parameters, blowing devices design etc., can be used to select the design peculiarities of nozzles in blowing devices and proper blow-

¹ ст. преподаватель, ГВУЗ «Приазовский государственный технический университет», г. Мариуполь,

² студент, ГВУЗ «Приазовский государственный технический университет», г. Мариуполь

ing regimes. The given results must be taken into account to design, improve and operate blowing devices.

Keywords: *a tuyere, nozzle, supersonic flow, melt, penetration depth.*

Постановка проблеми. В сложном комплексе явлений, протекающих в конвертерной ванне, глубина проникновения кислородной струи в расплавленный металл LD-конвертера представляет собой показатель, указывающий на состояние реакций внутри конвертера или как показатель, определяющий условия подачи кислорода.

Глубина внедрения (проникания) кислородной струи в расплав имеет во многих случаях непосредственное технологическое значение, например, как показатель изменения перемешивания ванны, интенсивности процесса (скорости) обезуглероживания, степени усвоения окислителя металлическим расплавом и др. Кроме того, знание ее величины повышает условия безопасности воздействия струи на дно технологического агрегата.

Анализ последних исследований и публикаций. При определении глубины проникновения струи окислителя в металлический расплав обычно опираются на соображения теории размерности, например [1-12], где рассматриваются в критериальной форме зависимости проникания газа в жидкость от геометрических, физических и динамических параметров задачи.

Первое в истории металлургических исследований моделирование процессов взаимодействия дутья с жидким металлом, давшим количественные зависимости, было проведено И.Г. Казанцевым [1], где определены влияющие факторы, закономерности снижения осевой скорости газовой струи в жидкой среде при движении вверх и вниз и глубину ее проникновения. Для обработки результатов был использован И.Г. Казанцевым критерий Архимеда

$Ar = \rho_2 w_{ex}^2 / gd(\rho_{ж} - \rho_2)$, в современной литературе известный как модифицированный критерий Фруда Fr_k , где ρ_2 – плотность газа в сопле, w_{ex} – осевая скорость газа на выходе из сопла, d – его диаметр. Однако принятие в качестве характерного размера для архимедовых сил диаметра сопла требует введения еще одного критерия – параметрического x/d , где x – расстояние от сопла, что и было сделано И.Г. Казанцевым в выражении функциональной связи $w_x/w_{ex} = f(x/d, Fr_k)$, в которой w_x – продольная составляющая осевой скорости струи на расстоянии x от среза сопла.

С другой стороны, имеются исследования, предпринятые с целью непосредственного определения зависимости между рабочими факторами и глубиной внедрения на моделях системы жидкость-газ. При этом обработка экспериментальных данных производится с помощью соответствующих безразмерных величин (чисел подобия), например, безразмерных членов в форме «количества движения на выходном отверстии сопла пропорционально третьей степени глубины внедрения».

К настоящему времени в результате обобщения экспериментальных данных по кислородно-конвертерному производству стали выведено множество полу- и эмпирических зависимостей параметров реакционной зоны (первичной и вторичной) с параметрами дутья (например, глубина внедрения, присоединенная масса и др.), в ряде случаев достаточно удовлетворительно описывающих косвенно некоторые характеристики сверхзвуковых струй.

Однако, в основном они могут использоваться в качестве оценочных, имеют довольно узкий круг применения или недостаточно точны, в связи с недостаточной проработкой гидродинамики турбулентных незатопленных сверхзвуковых нерасчетных струй, истекающих из сопел Лаваля различной геометрии и их взаимодействия с жидкой ванной (слоем шлака и жидкого металла) и в первую очередь из-за сложности определения переносных свойств газовой струи окислителя в высокотемпературном пространстве полости конвертера и расплаве, что учитывается исследователями обычно коэффициентом «незнания», изменяющегося в достаточно широких пределах. Кроме того, большая часть продувки осуществляется при наличии слоя шлакового расплава и шлакометаллической эмульсии, воздействие которого не рассматривается в известных соотношениях для определения глубины внедрения в металлический расплав. Не учитываются также влияние геометрических характеристик дутьевых сопел, которые изменяют не только глубину проникновения, но и поперечные размеры зоны взаимодействия.

Согласно вышеизложенному, охват данной проблемы в предыдущих работах не всегда достаточен и, кроме того, еще остаются вопросы, требующие дополнительных исследований.

Не выясненным является и факт влияния на глубину проникновения кислородной струи в расплав содержания углерода в ванне [9].

Следуя мнению [10], можно констатировать, что «несмотря на определенные достижения, теория процессов взаимодействия газовых струй с ванной, основы которой были заложены 50 лет назад И.Г. Казанцевым, требует дальнейшего совершенствования и развития».

Цель статьи – устранить перечисленные недостатки в данном направлении: 1) на основе разработанной пространственной модели взаимодействия сверхзвуковой струи с конвертерным газом и шлако-газометаллической эмульсией и 2) представить также решение задачи в приближенной одномерной постановке, более доступной инженерам-технологам.

Изложение основного материала. Большая часть продувки осуществляется при наличии слоя шлакового расплава, который существенно влияет на гидродинамику взаимодействия окислительных струй с металлом, в т.ч. на глубину внедрения струи в металлический расплав, косвенно «регулирующая» величину присоединенной массы расплава к струе окислителя, критической концентрации углерода в ванне, а значит, в общем, перемешивание ванны.

С физической точки зрения при взаимодействии потока окислителя с жидким шлаком и металлом (ШГМЭ), практически невозможен перенос (полное проникновение) всей массы истекающего из сопел наконечника фурм кислорода в расплав (рис. 1). Происходит это по причине существующего неравномерного распределения скорости (и полного давления) в поперечном сечении кислородной струи, в периферийной части которой полное давление в элементарных струйках более низкое, чем гидростатическое давление, создаваемое слоем шлака и металла и растущее с ростом глубины внедрения. Поэтому достигают дна кратера взаимодействия струи с ванной более «энергичные» внутренние слои потока окислителя (околоосевой поток). Менее энергичные струйки кислорода образуют вторичный отраженный поток. Течение в газовой полости каверны может содержать дозвуковые и сверхзвуковые зоны, ударные волны и является двухфазным и турбулентным.

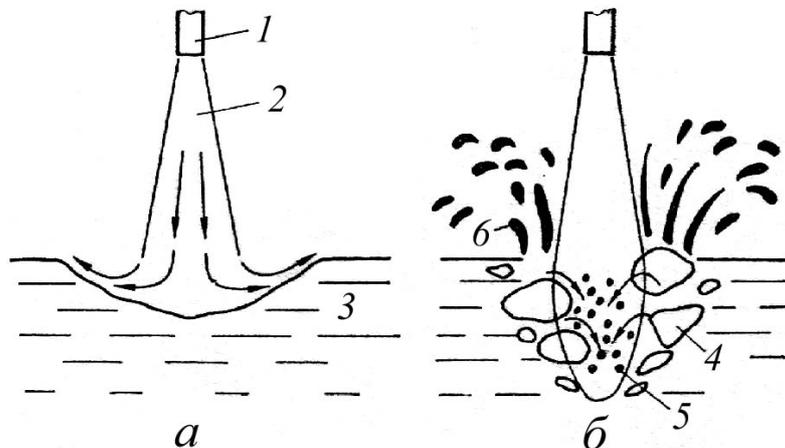


Рис. 1 – Режимы проникновения газовой струи в жидкость при вдуве сверху: а – ламинарный; б – турбулентный режим; 1 – сопло фурмы; 2 – нисходящий поток окислителя; 3 – жидкая ванна; 4 – отраженная струя с крупными газовыми объемами; 5 – кратер взаимодействия с диспергированной жидкостью; 6 – жидкие объемы (капли жидкости), выносимые отраженной струей из зоны взаимодействия (кратера)

Согласно представленной модели, для определения глубины проникновения необходимо в конечном итоге определить границу или поверхность раздела между нисходящей и отраженной струей.

Эксперименты по верхнему вдуву неассимилируемого газа (аналог взаимодействия окислителя с расплавом со вторичными выделениями) в жидкость обнаруживает несколько режимов дутья, отражающих различные степени интенсивности механического взаимодействия газа с жидкостью. Интенсивность взаимодействия определяется давлением торможения газа на выходе из сопла и расстоянием между срезом сопла и жидкостью. Малым интенсивностям, т. е.

малым полным давлением и (или) большим высотам расположения фурмы, соответствует гладкая лунка, выбиваемая струей в жидкости. Режим проникновения при взаимодействии газовой струи окислителя с неподвижным расплавом «слоистый» («невозмущенный»), при котором жидкость движется вдоль поверхности по дну кратера (лунки), а газ – по гладкой поверхности раздела фаз, имеет место при поверхностных скоростях жидкости менее 0,15 м/с и газа 0,6÷3,0 м/с (рис. 1, а) и является аналогом ламинарного режима движения жидкости. Глубина внедрения струи окислителя в жидкий расплав невелика. На этом режиме перемешивание газа с жидкостью на поверхности лунки происходит на молекулярном уровне. Технологического значения для сталеплавильного процесса режим не имеет.

С ростом интенсивности взаимодействия (при увеличении давления дутья и(или) снижении высоты фурмы над расплавом) поверхность лунки возмущается, наблюдается переходный («волновой») режим. «Волновое» течение аналогично «слоистому», за исключением того, что на поверхности раздела фаз образуются волны, бегущие в направлении движения потока при скоростях жидкости менее 0,3 м/с и газа примерно 4,5 м/с (рис. 1, а). Этот режим является аналогом переходного (возмущенного) режима движения жидкости от ламинарного к турбулентному.

С дальнейшим ростом интенсивности взаимодействия (при больших давлениях дутья, малых высотах расположения фурмы) на поверхности возникающие волны разрушаются, что приводит к появлению двухфазной прослойки на границе газ-жидкость. Перемешивание в этом режиме идет в форме проникания пузырей в жидкость и капель в газ. Резко возрастает межфазная поверхность и создаются условия для ускорения массообменных процессов. Развивающиеся на поверхности ванны волны придают процессу взаимодействия периодический характер, и способствует заполнению всей лунки газожидкостной эмульсией, а также образованию пены (турбулентное перемешивание). Наблюдается турбулентный режим (рис. 1, б) – взаимодействие на макроуровне с переносом макрообъемов между фазами и глубоким проникновением газовой струи в расплав. От нижней части лунки периодически отрываются мелкие пузырьки, углубляющиеся затем в ванну и всплывающие вокруг лунки. Пузырьки газа возникают вследствие переноса их каплями жидкости, эжектированной нисходящей газовой струей из основной части ванны. Так как поток газа разворачивается на дне лунки, то капли жидкости, обладающие после разгона газовой фазой в этой части ванны определенным импульсом, продолжают двигаться вниз по полученной траектории от газовой струи. При этом часть присоединенной массы жидкости к первичной струе газа возвращается в ванну и обратная струя при вертикальной подаче окислителя сверху начинает эжектировать жидкость практически с «нуля». Струя, отраженная от дна лунки, при вертикальной продувке жидкости сверху, окутывает нисходящую высокоэнергетичную часть струи, несколько препятствуя взаимодействию последней с расплавом. Наклон фурмы по отношению к вертикали при некотором угле приводит к оголению нисходящей части струи с одной стороны. Это создает условия для интенсификации циркуляционного движения ванны, которое становится не осесимметричным. Изменяется контур и количество центров циркуляции и ускоряется перемешивание ванны в целом.

Анализ взаимодействия газа с жидким расплавом (жидкостью) позволил установить также в зависимости от уровня шлака и угла наклона оси сопел в наконечнике к оси фурмы $\alpha_{\text{накл}}$ при верхнем вдуве кислорода, два различных условия течения газожидкостной струи при глубоком ее проникновении в расплав. При малых углах наклона – изобарическое, когда давление в струе равно давлению в газовой атмосфере над жидкостью, в связи с передачей возмущений из окружающей атмосферы в струю, при больших углах и погруженном положении дутьевых устройств – неизобарическое, т. е. осредненное по времени давление в струе распределяется по гидростатическому закону и может быть отлично от атмосферного, что влияет на переносные свойства струи, ведет к усилению неустойчивости струи, изменяет способность проникновения струи в расплав.

В соответствии с этими рассуждениями при условии изобаричности течения границей нисходящей струи служит поверхность, контур и форма которой определяется из условия равенства между полным избыточным давлением в газовой фазе и гидростатическим давлением в жидкости в каждой точке этой граничной поверхности. При этом без «окутывания, обволакивания» встречными отраженными потоками ШГМЭ нисходящей струи окислителя, что наблюдается при неvertикальной подаче отличных от нуля углах наклона оси сопел к оси фурмы, из-

за нарастания гидростатического давления в жидкости скорость на границе нисходящего потока можно оценить, пренебрегая сжимаемостью газа, по приближенному соотношению:

$$w_{x\infty} \cong \sqrt{\frac{2P_{изб}}{\rho_{ГХ}}} = \sqrt{\frac{2(\rho_{шл}gh_{шл} + \rho_{рас}gH_{загл}^{рас})}{\rho_{ГХ}}} = \sqrt{\frac{2\rho_{шл}gh_{шл} \left(1 + \frac{\rho_{рас}H_{загл}^{рас}}{\rho_{шл}h_{шл}}\right) \cdot (RT)_{ГХ}}{P_{\infty}}} \cong \sqrt{\frac{2\rho_{шл}gh_{шл} \left(1 + \frac{\rho_{рас}H_{загл}^{рас}}{\rho_{шл}h_{шл}}\right) \cdot (RT_0)_{ГХ}}{P_{\infty}}}; \quad (1)$$

где $\rho_{шл}$, $h_{шл}$ – соответственно плотность и высота уровня шлака;

g – ускорение свободного падения;

P_{∞} – давление в окружающей струю среде (полости конвертере);

$(T)_{ГХ}$, $(T_0)_{ГХ}$ – соответственно статическая температура и полная температура газа в рассматриваемом сечении струи;

$\rho_{ж}$, $\rho_{ГХ}$ – соответственно плотность жидкости и газа в рассматриваемой точке (сечении);

$\bar{H}_{загл}^{рас}$ – относительное заглубление струи окислителя в расплав.

Во втором случае при распространении вертикальной нисходящей струи окислителя в отраженном встречном потоке и при малых углах наклона оси сопел $\alpha_{накл}$ и окутывании потока окислителя отраженными потоками ШГМЭ при условии изобаричности течения – из условия равенства скорости нисходящего потока на границе нулю, и в связи с наблюдающейся ярко выраженной перемежаемостью можно принять, что границы будут определяться как в предыдущем случае, по (1).

1. Для определения границ струи, в т. ч. координаты самой нижней точки на оси течения (вершина кратера на глубине проникновения струи окислителя в расплав) использовался известный подход [13] для пространственного описания поля течения турбулентных струй, удобный для определения этих границ струи метод асимптотического пограничного слоя. При этом, как и в [13], предполагалось, что турбулентная вязкость при истечении газовой струи в незатопленное пространство изменяется только вдоль оси течения. В сверхзвуковых струях неоднородного состава для определения турбулентной вязкости привлекались нестационарные характеристики сверхзвуковых нерасчетных струй, истекающих в высокотемпературное пространство, при автоколебаниях, не вызывающих нелинейные эффекты. При этом параметры нерасчетных струй определялись по [14] с учетом влияния угла раствора сопла, возможности появления отрывных течений в соплах, и истечения струи в нагретое пространство. Турбулентная вязкость определялась из найденных связей между турбулентными амплитудно-частотными характеристиками сверхзвуковых течений, как-то частота колебаний преобладающей компоненты волн неустойчивости и их длина, длина акустической волны, являющейся обязательным элементом в существующей в свободных течениях акустической обратной связи и, в конечном итоге, «регулирующая» турбулентную вязкость, и др. с осредненными параметрами течения - соответствующими масштабами осредненного течения. Как и молекулярная вязкость, турбулентная вязкость при распространении в незатопленное пространство зависит по-разному от двух разных видов сжимаемости (температурной и объемной), что не учитывается практически во всех известных гипотезах турбулентной вязкости.

Взаимодействие потока окислителя с высокоплотной жидкой ванной приводит к некоторому изменению турбулентной вязкости и струя становится менее дальнобойной по сравнению с гомогенной струей. При этом же взаимодействии происходит к тому же окисление (горение) расплава в потоке кислорода и увеличение температуры струи, что приводит к противоположному изменению переносных свойств (турбулентной вязкости) струи и дальнобойности. Так как действие этих факторов разнонаправлено, то допускаем, что влияние этих двух факторов нивелируется. Вследствие этого, глубина внедрения и поперечные размеры зоны взаимодейст-

вия (границы нисходящей части кислородной струи) определялись с учетом зависимости турбулентной вязкости только от двух факторов сжимаемости, рассмотренных выше, как при течении газовой струи в незатопленном пространстве.

Для решения поставленной задачи определения границ между нисходящей и восходящей частей струи окислителя воспользуемся законами сохранения для осесимметричного течения газа без градиента давления (изобарическое течение), которые могут быть записаны в обобщенных координатах Мизеса [13] в следующей форме:

$$\partial P_k / \partial \xi_k = (1/\psi)(\partial / \partial \psi)[\psi(\partial P_k / \partial \psi)], \quad (2)$$

где под P_k можно понимать любую из следующих величин: скорость, энтальпию торможения или концентрацию (массовую долю химического элемента).

Это соотношение справедливо и для нерасчетных сверхзвуковых струй, если использовать в качестве начальных эффективные параметры (скорость, температура, поперечный размер и др.) в изобарическом сечении [14]. Решение этого уравнения соответствует заданию ступенчатого начального профиля функции. Для типичного случая решение можно представить в виде (имеет вид) [13]

$$P_k = \frac{1}{2\pi\xi_k} \int_0^1 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \exp\left(-\frac{\psi^2 + r^2 - 2\psi r \sin \varphi}{4\xi_k}\right) r dr d\varphi. \quad (3)$$

В соотношении (3) r – расстояние от центра сопла до произвольной точки в плоскости среза сопла, φ – угол между вектором r и горизонталью, индекс k указывает соответственно, рассматривается ли динамическая, тепловая или диффузионная задача.

Интеграл в правой части соотношения можно выразить через P – функции Мастера [13] или представить в виде ряда [15]:

$$P_k = \exp\left(-\frac{1+\psi^2}{4\xi_k}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\psi}\right)^n I_n\left(\frac{\psi}{2\xi_k}\right) \quad \text{при } \psi > 1, \quad (4)$$

$$P_k = 1 - \exp\left(-\frac{1+\psi^2}{4\xi_k}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \psi^n I_n\left(\frac{\psi}{2\xi_k}\right) \quad \text{при } \psi < 1, \quad (5)$$

где I_n – функция Бесселя n -го порядка от мнимого аргумента.

Функция Бесселя 1-го рода n -го порядка чисто мнимого аргумента

$$I_n(x) = i^{-n} I_n(ix) = \sum_{v=0}^{\infty} \frac{1}{v! \Gamma(n+v+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2v+n}, \quad (6)$$

где Γ – функция

$$\Gamma(z) = \int_0^{\infty} e^{-t} t^{z-1} dt \quad (\operatorname{Re} z > 0).$$

Переход к физическим переменным r, x осуществляется по формулам

$$\bar{r}^2 = \int_0^{\psi} \frac{\psi d\psi}{\rho \bar{w}} \quad \text{или} \quad \bar{r} = \sqrt{\int_0^{\psi} \frac{\psi d\psi}{\rho \bar{w}}}, \quad (7)$$

и

$$\xi_k = \int_0^x 2(A_k \bar{\rho} \bar{\varepsilon})_{\xi,0} d\bar{x} \quad \text{или} \quad \bar{x} = \int_0^{\xi} \frac{d\xi_k}{2(A_k \bar{\rho} \bar{\varepsilon})_{\xi,0}}, \quad (8)$$

где $(\bar{\rho} \bar{\varepsilon})$ – турбулентная вязкость, произведение предполагается зависящим только от расстояния \bar{x} ;

$\bar{\rho} \bar{w}$ – относительная плотность тока, отнесенная к плотности тока в начальном изобарическом сечении струи;

ψ – функция тока;

$\bar{r} = r/d_{ex}$, $\bar{x} = x/d_{ex}$ – соответственно относительный радиус струи и относительное расстояние от начала смешения;

d_{ex} – диаметр начального изобарического сечения.

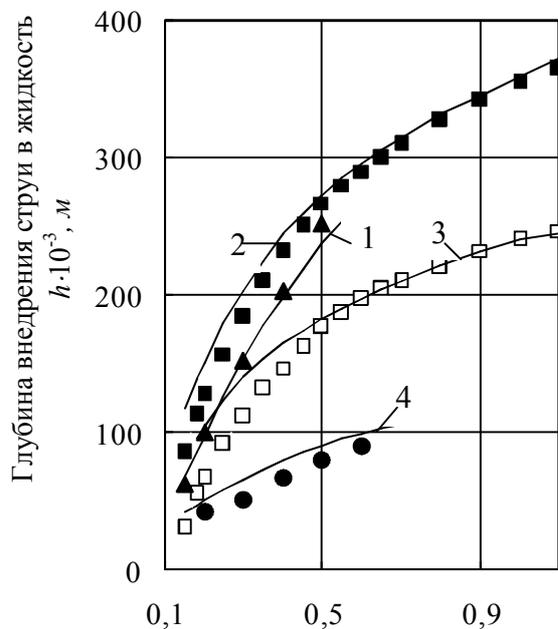
В силу линейности уравнений, записанных в переменных (ψ , ξ), справедлив принцип суперпозиции решений. Поэтому профили скорости, концентрации или энтальпии могут быть получены при использовании переменной ψ в результате наложения профилей нисходящего и восходящего потоков. При этом скорость встречного (восходящего) потока на границе между нисходящей и восходящими частями струи равна скорости нисходящего потока. Ее можно определить исходя из равенства полного избыточного давления на соответствующей координате выбранного сечения струи и рассчитанной величины гидростатического давления в этом сечении струи (при изобарическом режиме взаимодействия) или скорости на границе нисходящей части струи и скорости, подсчитанной по значению гидростатического давления столба жидкого расплава на уровне рассматриваемой плоскости поперечного сечения по соотношению (1).

Так как предполагается зависимость турбулентной вязкости только от осевого расстояния, то процедура вычисления параметров течения выглядит следующим образом. Предварительно вычисляются параметры (скорость, энтальпия торможения и массовая концентрация) для затопленного течения инертной смеси газов на оси струи по (4) и далее для незатопленного течения с учетом влияния температуры и концентрации компонентов смеси на турбулентную вязкость и соответственно новые значения скорости, концентрации и энтальпии на оси струи, от которых зависит также распределение этих параметров в поперечных ее сечениях, в том числе, концентрации элементов, температура и плотность смеси.

Поперечная координата (радиус струи) для незатопленного течения определяется уже с учетом измененной местной плотности (соответственно концентрации и температуры) на этой координате из выражения (7), осуществляющего переход к физическим переменным. Далее по значениям скорости в поперечном сечении определяют величины полного давления в сравнивают их с гидростатическим на рассматриваемом уровне (продольной координате).

Полученная таким образом граница разделяет дутьевой поток при верхней продувке на два характерных: нисходящий поток, направляющийся в металлическую ванну, и отраженный восходящий поток.

Одним из основных критериев оценки правильности выбранного подхода является сравнение расчетных данных по глубине внедрения газовой струи в ванну с известными экспериментальными данными. На рис. 2 представлены результаты расчетов (сплошные кривые 1-4) продольного максимального размера области взаимодействия сверхзвуковой струи с жидкостью по приведенной выше методике. Высота расположения сопла H_c в рассматриваемых вариантах различна и соответствует приведенным на этом же рисунке экспериментальным данным 1-4 авторов [16-18] при изменении давления дутья P_0 . Экспериментальные данные 1 взяты из [16] при истечении воздуха в воду из вынесенного сопла $H_c=0.12$ м и $H_c=0.04$ м диаметром $d_a=4 \cdot 10^{-3}$ м, данные 2 и 3 из [17] при истечении в воду из погруженного сопла $H_c=0.03$ м диаметрами d_a , равными $1,6 \cdot 10^{-3}$ м и $3,4 \cdot 10^{-3}$ м соответственно. Видно хорошее соответствие расчетных кривых с экспериментальными данными.



Полное давление перед соплом P_0 , МПа

Рис. 2 – Изменение глубины внедрения сверхзвуковых струй, истекающих вертикально сверху в различные жидкости, от режима истечения; эксперимент: \blacktriangle – 1; \square – 2; \blacksquare – 3; \bullet – 4; ——— – теория

Некоторое несоответствие с теоретической кривой при давлениях ниже 0,5 МПа для сопел с $M_a=1$ возможно связано с уменьшением коэффициента расхода на этих режимах и (или) потерями полного давления в соплах. Следует отметить также, что расчетные кривые получены при допущении одинаковых переносных свойств газовой фазы с гомогенной газовой струей. По этой причине они будут всегда находиться выше экспериментальных данных. Некоторое несоответствие может быть также связано со сложностью определения координаты интересующей точки из-за наличия газовых пузырей («бороды») ниже кратера взаимодействия (глубины проникания), прецессирования каверны вдоль оси течения вследствие усиления неустойчивости газовой струи, обусловленное нестабильностью давления в струе из-за воздействия гидростатического столба жидкости. Для сравнения на рис. 2 представлены также экспериментальные данные [18] по определению длины зоны взаимодействия потока окислителя при донном вдуве (факела горения) с железоуглеродистым расплавом с содержанием углерода $[C] = 3\%$. Данные [18] взяты из [18] при истечении кислорода в жидкий чугун из погруженного сопла диаметром $d_a=1,25 \cdot 10^{-3}$ м.

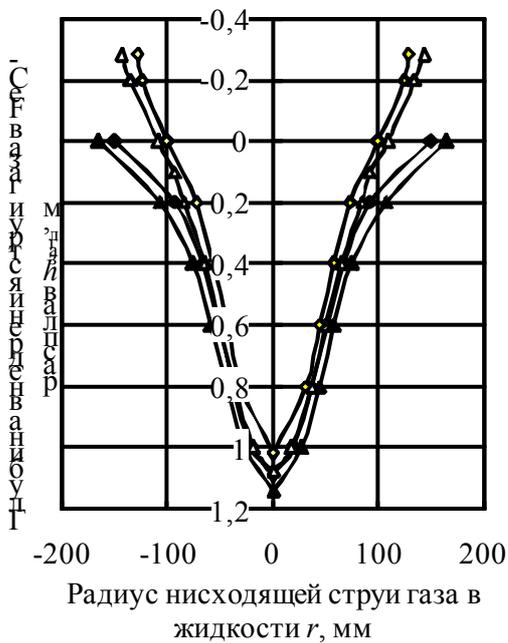


Рис. 3 – Структура зоны взаимодействия струи O_2 с шлаком и расплавом при истечении из сопел наконечника фурм с различными углами раствора сопла и количеством сопел (периферийные + центральное); светлые значки – наличие шлака; темные значки – отсутствие шлака; \diamond , \blacklozenge – угол раствора сопла $2\gamma_a = 10^\circ$, (5+1); \triangle , \blacktriangle – угол раствора сопла $2\gamma_a = 30^\circ$, (4+1)

На рис. 3 представлены расчеты продольного и поперечного размеров (ширины и длины) зоны взаимодействия нисходящей кислородной струи при истечении из сопел Лаваля ($D_a/D_{кр} = 62/42$ мм) в высокотемпературное газовое пространство ($T_\infty = 1480^\circ C$), шлак (3500 кг/м^3) и металл (7000 кг/м^3) при наличии уровня шлака (светлые значки) и его отсутствия (темные значки). Высота расположения кислородной фурмы в рассматриваемых вариантах одинакова и равна $H_\phi = 1,2$ м. На рисунке «0» на оси ординат – уровень металлического расплава. Здесь же представлено влияние угла раствора сопла на глубину внедрения при вышеприведенных условиях. При этом количество сопел с углом $2\gamma_a = 30^\circ$ в наконечнике принято равным $z=4$ против числа сопел $z=5$ с углом $2\gamma_a = 10^\circ$.

С ростом угла раствора ширина зоны взаимодействия увеличивается, глубина внедрения струи в расплав уменьшается при всех остальных одинаковых параметрах истечения и количества сопел в наконечнике фурмы.

Проведенные исследования позволяют раскрыть характер взаимодействия газовых струй с жидкостью в условиях «холодной» и «горячей» модели металлургической ванны при взаимодействии кислорода с железоуглеродистым расплавом.

2. В одномерной постановке, наиболее доступной инженерам-технологам, глубину проникновения струи в расплав определим, пренебрегая влиянием эффектов сжимаемости газа на интенсивность взаимодействия, и используя закон сохранения импульса для струй, истекающих во встречный поток [18]:

$$\frac{w_{ГХ} + w_{Х\infty}}{w_{ex} + w_{к.Г\infty}} = \frac{1}{c \cdot \bar{X}_{рас}} \sqrt{\frac{\rho_{ex}}{\rho_{ГХ}}} \frac{1}{\sqrt{(1+g) \frac{w_{Х\infty}}{w_{ex}} + 1}} \xrightarrow{w_{ГХ}=0} w_{Х\infty} \cong \frac{w_{ex}}{c \cdot \bar{X}_{рас}} \sqrt{\frac{\rho_{ex}}{\rho_{ГХ}}} \quad (9)$$

Скорость восходящего газа на дне лунки при внедрении струи газа в жидкость, исходя из равенства полного избыточного давления в струе и давления столба жидкости, с учетом слоя шлака, на глубине внедрения $H_{загл}^{рас}$:

$$w_{x\infty} \cong \sqrt{\frac{2P_{\text{изб}}}{\rho_{\text{ГХ}}}} = \sqrt{\frac{2(\rho_{\text{шл}}gh_{\text{шл}} + \rho_{\text{рас}}gH_{\text{загл}}^{\text{рас}})}{\rho_{\text{ГХ}}}} = \sqrt{\frac{2\rho_{\text{шл}}gh_{\text{шл}} \left(1 + \frac{\rho_{\text{рас}}H_{\text{загл}}^{\text{рас}}}{\rho_{\text{шл}}h_{\text{шл}}}\right)}{\rho_{\text{ГХ}}}}, \quad (10)$$

После преобразования, получим

$$\sqrt{\frac{2\rho_{\text{шл}}gh_{\text{шл}} \left(1 + \frac{\rho_{\text{рас}}H_{\text{загл}}^{\text{рас}}}{\rho_{\text{шл}}h_{\text{шл}}}\right)}{\rho_{\text{ГХ}}}} \cong \frac{w_{\text{ex}}}{c \cdot \bar{x}_{\text{рас}}} \sqrt{\frac{\rho_{\text{ex}}}{\rho_{\text{ГХ}}}}, \quad (11)$$

или

$$\left(1 + \frac{\rho_{\text{рас}} \bar{x}_{\text{рас}} \cos \alpha_n - \bar{H}_{\text{ф}}}{\rho_{\text{шл}} \bar{h}_{\text{шл}}}\right) \bar{x}_{\text{рас}}^2 \cong \frac{w_{\text{ex}}^2 \rho_{\text{ex}}}{2c^2 \cdot \rho_{\text{шл}}gh_{\text{шл}}}; \quad \bar{x}_{\text{рас}} \cos \alpha_n = \bar{H}_{\text{загл}}^{\text{рас}} + \bar{H}_{\text{ф}}, \quad (12)$$

где $\rho_{\text{рас}}, \rho_{\text{шл}}, \rho_{\text{ex}}$ – соответственно плотность жидкой среды (расплава), шлака, газа в рассматриваемом сечении;

w_{ex} – скорость потока окислителя в изобарическом сечении струи [14], зависящая от числа Маха сопел M_a , применяемых для продувки, степени нерасчетности истечения (n) или полного давления P_{0a} в выходном сечении сопел, угла раствора сопла γ_a и др.;

c – (условно) постоянная перемешивания газовой струи с высокотемпературной окружающей средой (расплавом и конвертерными газами) [19]:

– для сверхзвуковых струй $c = \frac{1}{\alpha L_c} = \frac{\lambda_{\text{ex}}}{12,5(\bar{\mu}\Theta)^{\frac{1}{6}} \cdot \sqrt{M_{\text{ex}}^2 - 1}}$,

– для дозвуковых струй $c = \frac{1}{\alpha L_c} = \frac{0,16}{(\bar{\mu}\Theta)^{\frac{1}{6}}}$;

$\bar{x}_{\text{рас}}$ – расстояние от среза сопла (начального изобарического сечения) до дна кратера взаимодействия струи с расплавом (жидкостью);

$\bar{H}_{\text{загл}}^{\text{рас}}$ – относительная глубина проникновения газовой струи в жидкий расплав;

$\bar{H}_{\text{ф}}$ – относительная высота расположения фурмы над расплавом (высота, отнесенная к диаметру изобарического сечения струи);

$\bar{L}_c = L_c/d_{\text{ex}}$ – относительная длина ядра потенциальной скорости;

$\bar{\mu}\Theta$ – параметр неоднородности течения [19];

M_{ex} – число Маха потока окислителя в изобарическом сечении струи, зависящее от числа Маха сопел M_a , применяемых для продувки, степени нерасчетности истечения n или полного давления P_{0a} в выходном сечении сопел, и угла раствора сопла γ_a ;

α_n – угол наклона оси сопел к оси фурмы.

Без учета слоя шлака:

$$\frac{\rho_{\text{рас}} \bar{x}_{\text{рас}}}{\rho_{\text{шл}} \bar{h}_{\text{шл}}} \gg 1 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \left(\bar{x}_{\text{рас}} \cos \alpha_n - \bar{H}_{\text{ф}} \right) \bar{x}_{\text{рас}}^2 \cong \frac{w_{\text{ex}}^2 \rho_{\text{ex}}}{2c^2 \cdot \rho_{\text{рас}}gd_{\text{ex}}} \\ x_{\text{загл}}^{\text{рас}} = \frac{(2 \cdot 1)^{\frac{1}{3}}}{\left[\pi c^2 \cdot \rho_{\text{рас}}g \cdot \cos \alpha_n \left(1 + \frac{\bar{H}_{\text{ф}}}{x_{\text{загл}}^{\text{рас}} \cos \alpha_n} \right)^2 \right]^{\frac{1}{3}}} \end{array} \right. \quad (13)$$

Если пренебречь высотой расположения фурмы над расплавом, выражение (13) представит в виде:

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\rho_{\text{рас}} \bar{x}_{\text{рас}}}{\rho_{\text{шл}} \bar{h}_{\text{шл}}} \gg 1 \\ \bar{H}_{\phi} = 0 \end{array} \right\} \rightarrow \begin{cases} x_{\text{рас}} = \left(\frac{w_{\text{ex}}^2 \rho_{\text{ex}} d_{\text{ex}}^2}{2c^2 \cdot \rho_{\text{рас}} g \cdot \cos \alpha_{\text{H}}} \right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{2 \cdot I}{\pi c^2 \cdot \rho_{\text{рас}} g \cos \alpha_{\text{H}}} \right)^{\frac{1}{3}} \\ x_{\text{рас}} = 2 \left(\frac{(w_{\text{ex}}^{\text{кр}})^2 \rho_{\text{ex}} d_{\text{ex}}^2 (\bar{\mu}\Theta)^{\frac{1}{3}} \cdot (M_{\text{ex}}^2 - 1)}{\rho_{\text{рас}} \cos \alpha_{\text{H}}} \right)^{\frac{1}{3}} = k (\tau_{\text{ex}}^{-1} L_{\text{зв}}^2)^{\frac{1}{3}} \end{cases} \quad (14)$$

$$k = \left(0,051 \frac{\frac{2k}{k+1} P_{\infty}}{\rho_{\text{рас}} \cos \alpha_{\text{H}}} \right)^{\frac{1}{3}} \cong \frac{0,947}{(\cos \alpha_{\text{H}})^{\frac{1}{3}}}, \text{ м}^{1/3}.$$

Пренебрегая углом наклона сопел, из (14) получим:

$$\cos \alpha_{\text{H}} = 1 \rightarrow x_{\text{рас}} \cong 0,947 (\tau_{\text{ex}}^{-1} L_{\text{зв}}^2)^{\frac{1}{3}} \sim I^{\frac{1}{3}} \sim \left(\frac{i_{\text{O}_2} \cdot w_{\text{ex}}}{G_{\text{сад}} \cdot z} \right)^{\frac{1}{3}} \sim \left(\frac{V_{\text{O}_2} \cdot w_{\text{ex}}}{z} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (15)$$

где $L_{\text{зв}}$ – длина газодинамического (сверхзвукового) участка гомогенной свободной струи окислителя;

I – избыточный импульс струи, Н;

τ_{ex} – газодинамическая функция приведенной температуры в изобарическом сечении;

i_{O_2} – интенсивность дутья;

V_{O_2} – объемный расход кислорода на продувку (н.у);

$G_{\text{сад}}$ – масса садки кислородного конвертера;

$k_1 = 0,947$ – некоторая постоянная, м^{1/3}.

Выше представленные соотношения можно представить также следующим образом:

$$\bar{H}_{\text{загл}}^{\text{рас}} = \left(\frac{w_{\text{ex}}^2 \rho_{\text{ex}} \cos^2 \alpha_{\text{H}}}{2c^2 \cdot \rho_{\text{рас}} g d_{\text{ex}} \left(1 + \frac{\bar{H}_{\phi}}{\bar{H}_{\text{рас}}^{\text{рас}}} \right)^2} \right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{2 \cdot I \cdot \cos^2 \alpha_{\text{H}}}{\pi c^2 \cdot \rho_{\text{рас}} g d_{\text{ex}} \left(1 + \frac{\bar{H}_{\phi}}{\bar{H}_{\text{рас}}^{\text{рас}}} \right)^2} \right)^{\frac{1}{3}}; \quad (16)$$

$$H_{\text{загл}}^{\text{рас}} = K \left(\frac{2 \cdot \cos^2 \alpha_{\text{H}}}{\pi \cdot \rho_{\text{рас}} g} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{I}{c^2} \right)^{\frac{1}{3}}; \quad K = f \left(\frac{\bar{H}_{\phi}}{\bar{H}_{\text{рас}}^{\text{рас}}} \right). \quad (17)$$

Тогда, глубина внедрения газовой струи в расплав будет:

$$H_{\text{загл}}^{\text{рас}} = 2 \left(\frac{(w_{\text{ex}}^{\text{кр}})^2 \rho_{\text{ex}} d_{\text{ex}}^2 (\bar{\mu}\Theta)^{\frac{1}{3}} \cdot (M_{\text{ex}}^2 - 1) \cos^2 \alpha_{\text{H}}}{\rho_{\text{рас}} \left(1 + \frac{\bar{H}_{\phi}}{\bar{H}_{\text{рас}}^{\text{рас}}} \right)^2} \right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{2 \cdot I \cdot \cos^2 \alpha_{\text{H}}}{\pi c^2 \cdot \rho_{\text{рас}} g \left(1 + \frac{\bar{H}_{\phi}}{\bar{H}_{\text{рас}}^{\text{рас}}} \right)^2} \right)^{\frac{1}{3}} = k_1 (\tau_{\text{ex}}^{-1} L_{\text{зв}}^2)^{\frac{1}{3}}, \quad (18)$$

$$k_1 = \left(0,051 \frac{\frac{2k}{k+1} P_{\infty} \cos^2 \alpha_{\text{H}}}{\rho_{\text{рас}} \left(1 + \frac{\bar{H}_{\phi}}{\bar{H}_{\text{рас}}^{\text{рас}}} \right)^2} \right)^{\frac{1}{3}} \cong \frac{0,947 (\cos \alpha_{\text{H}})^{\frac{2}{3}}}{\left(1 + \frac{\bar{H}_{\phi}}{\bar{H}_{\text{рас}}^{\text{рас}}} \right)^{\frac{2}{3}}}, \text{ м}^{1/3},$$

где $H_{\text{загл}}^{\text{рас}}$ – заглубление струи окислителя в расплав, м.

Длину сверхзвукового ядра затопленной струи при условии слабого влияния эффекта акустической обратной связи на течение или его отсутствия можно определить, следуя [14] с учетом $k = k_{ex}$, из выражения, справедливого для дальнего следа струи:

$$\frac{L_{зв}}{\sqrt{m}} = 13 \cdot K \frac{D_{ex}}{D_a} \sqrt{\frac{F_a}{F_{ex}} \left[\frac{M_a^2 \cos^2 \alpha_a}{1/\pi(M_a)} + \frac{1}{k_{ex}/\pi(M_a)} - \frac{1}{\Pi_0 k_{ex}} \right] - \frac{1}{\Pi_0}}, \quad (19)$$

$$\pi = \left[\left(1 + \frac{k-1}{2} M_a^2 \right)^{\frac{k}{k-1}} \right]^{-1}; \quad K = 13 \left(\frac{B \sqrt{RT_0}}{p_{\infty} q(M_a)} \right)^{\frac{1}{2}}; \quad B = 4 \left[z \pi \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}} \right]^{-1}$$

- где R – газовая постоянная;
 T_0 – температура торможения истекающего газа;
 z – число сопел в наконечнике фурмы;
 M_a – число Маха сопла;
 F_{ex} – площадь эффективного (изобарического) сечения струи, принятая равной площади максимального сечения первой «бочки» ударно-волновой структуры [14];
 F_a – площадь выходного сечения сопла;
 D_{ex}, D_a – соответственно диаметр изобарического сечения струи и выходного сечения сопла;
 α_a – среднemasсовый угол наклона вектора скорости к оси сопла [14];
 $k = C_p/C_v$ – показатель адиабаты истекающего газа;
 P_0, p_{∞} – соответственно давление торможения и в окружающей среде;
 $\pi(M_a)$ – известная функция M .

Форма записи выражения (18) с учетом (19) позволяет анализировать влияние числа Маха сопла M_a (или коэффициента скорости λ_a) на глубину внедрения струи, когда секундный расход через фурму или сопло и начальные параметры газа (P_0, T_0) сохраняются постоянными.

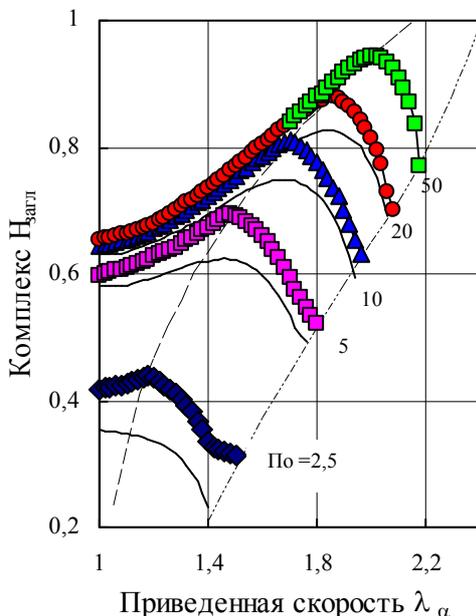


Рис. 4 – Изменение комплекса $H_{загл}$, связанного с глубиной внедрения сверхзвуковой нерасчетной струи в расплав, в зависимости от полного перепада давления Π_0 и приведенной скорости в выходном сечении сопла при условии $H_{\phi} = 0$

Это условие для сопла может быть реализовано, если при постоянной площади критического сечения сверхзвукового сопла $F_{кр}$ изменять площадь выходного сечения F_a , для фурм – при постоянном массовом расходе. Характер зависимости глубины внедрения от величины M_a в этом случае позволит определить рациональную степень расширения сопла для фурмы с заданными параметрами и расходом газа для обеспечения постоянных плотности потока импульса на поверхности ванны и глубины внедрения.

На рис. 4 представлены расчеты продольного размера области взаимодействия сверхзвуковой струи с жидкостью. Высота расположения сопла в рассматриваемых вариантах $H_{\phi} = 0$ м. На графиках

ке $H_{загл} = 1,085 \frac{(H_{рас})^{\frac{3}{2}} \tau_{ex}^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{m}}$. Из результатов расчета

по уравнению (18) ($z = 1$) (рис. 4) следует, что для каждого конкретного перепада давления перед соплом $\Pi_0 = P_0/P_{\infty}$, зависимость глубины внедрения струи от числа Маха сопла имеет максимум. Глубина внедрения максимальна у сопла, для которого при заданном перепаде давлений реализуется полное расширение газа в сопле, т.е. при расчетном режиме истечения. Однако характер функциональной зависимости глубины внедрения от числа Маха та-

ков, что даже при заметном снижении величины M_a по сравнению со значением на расчетном режиме величина глубины внедрения уменьшается незначительно. Это позволяет в некоторых случаях применять сопла с неполным расширением газа, а при небольших сверхкритических перепадах давления использовать даже простые нерасширяющиеся сопла, в которых $M_a = 1$. Наряду с этим, как видно из рис. 4, при $M_a > M_{арасч}$ глубина внедрения резко уменьшается, т. е. сопло с перерасширением газа применять нецелесообразно. Нецелесообразно их применять также по причине существования на этих режимах отрыва потока от стенок сопла, приводящих при наличии агрессивных сред (веществ) в эжектированном из окружающей среды газе к сокращению стойкости сопловых устройств. С ростом угла раствора сопла глубина внедрения струи уменьшается во всем диапазоне изменения полного перепада давления (или степени нерасчетности). При этом кривая изменения глубины внедрения более сглаженная.

Режим истечения сверхзвуковой струи из сопла при сверхкритических перепадах давлений с числом Маха M_a с минимальной глубиной внедрения $H_{загл}^{\min}$ реализуется при минимальном перепаде P_{0min} , когда обеспечивается звуковое течение за изобарическим сечением струи [14].

Таким образом, проведенные расчеты с использованием математической модели взаимодействия струи окислителя с расплавом в трехмерной постановке и теории нерасчетных струй [14] указывают на существенное влияние числа Маха сопла, температуры газа, слоя шлака, угла раствора сопла и др. режимных параметров на глубину внедрения струи и размеры зоны взаимодействия с ванной. Глубина внедрения косвенно «регулирует» величину критической концентрации углерода в ванне, отражает степень и интенсивность перемешивания расплава и др.

Из анализа полученных данных следует, что размеры зоны взаимодействия при наличии шлака уменьшаются и по ширине (диаметр лунки), и по глубине внедрения. Это также указывает на то, что при наличии слоя шлака уменьшаются степень «усвоения» кислорода расплавом, присоединенная масса металла к «нисходящей» струе окислителя и растет величина критической концентрации углерода [20]. Кроме того, «кажущееся» влияние содержания углерода в ванне на глубину внедрения, на самом деле является изменением гидростатической обстановки вокруг струи окислителя и объясняется повышением уровня ванны в период интенсивного обезуглероживания, приводящее к снижению глубины внедрения струи.

Выводы

1. Приведенные результаты целесообразно учитывать при проектировании, совершенствовании и эксплуатации дутьевых устройств и других струйных аппаратов.
2. Полученные зависимости глубины проникновения струи в расплав от различных факторов: режимных параметров истечения, геометрии дутьевых устройств и др., могут использоваться для выбора конструктивных особенностей сопел в дутьевых устройствах и оптимизации соответствующих дутьевых режимов.
3. При дальнейших исследованиях в рассматриваемом направлении целесообразным является учет встречных потоков отходящих из реакционной зоны газов, эффекта акустической обратной связи, наличия второй фазы и др., которые влияют на распространение струй и их динамические характеристики. Это позволит получить более полную картину взаимодействия сверхзвуковых струй окислителя с расплавом и разработать более эффективные мероприятия по рациональному использованию дутьевых струй в кислородных конвертерах.

Список использованных источников:

1. Казанцев И.Г. Механика газовой струи в бессемеровской ванне / И.Г. Казанцев // Сталь. – 1940. – № 1. – С. 16-18.
2. Banks H.V. Hydrodynamic behavior during top blowing / H.V. Banks, P.V. Chandrasekhara // J. Fluid Mechanics. – 1963. – V. 10, № 19. – P. 64-69.
3. Марков Б.Л. Методы продувки мартеновской ванны / Б.Л. Марков. – М. : Metallurgia, 1975. – 280 с.
4. Явойский В.И. Теория продувки сталеплавильной ванны / В.И. Явойский, Г.А. Дорофеев, И.Л. Повх. – М. : Metallurgia, 1974. – 496 с.
5. Капустин Е.А. К моделированию продувки жидкой ванны кислородом / Е.А. Капустин // Известия ВУЗов СССР. Черная металлургия. – 1972. – № 11. – С. 186-187.

6. Марков Б.Л. Физическое моделирование в металлургии / Б.Л. Марков, А.А. Кирсанов. – М. : Металлургия, 1984. – 118 с.
7. Баптизманский В.И. К вопросу холодного моделирования продувки металла / В.И. Баптизманский, Ю.С. Паниотов // Известия ВУЗов СССР. Черная металлургия. – 1989. – № 6. – С. 26-30.
8. Баптизманский В.И. Теория кислородно-конвертерного процесса / В.И. Баптизманский. – М. : Металлургия, 1975. – 378 с.
9. Баптизманский В.И. Физико-химические основы кислородно-конвертерного производства / В.И. Баптизманский, В.Б. Охотский. – Киев; Донецк : Вища школа, 1981. – 184 с.
10. Охотский В.Б. Развитие теории процессов взаимодействия газовой струи с ванной / В.Б. Охотский // Вопросы теории и практики сталеплавильного производства : Науч. тр. / ММИ. – М. : Металлургия, 1991. – С. 94-103.
11. Яковлев Ю.И. Физическое и математическое моделирование сталеплавильных процессов / Ю.И. Яковлев // Вопросы теории и практики сталеплавильного производства : Науч. тр. / ММИ. – М. : Металлургия, 1991. – С. 32-44.
12. Баптизманский В.И. Конвертерные процессы производства стали : Теория, технология, конструкция агрегатов / В.И. Баптизманский, М.Я. Меджибожский, В.Б. Охотский. – Киев; Донецк: Вища школа, 1984. – 343 с.
13. Kleinstein G. Mixing in turbulent axially symmetric free jets / G. Kleinstein // J. Spacecraft. – 1964. – V.1, № 4. – P. 403-408.
14. Lukhtura F.I. One-dimensional theory of off-design supersonic gas jets / F.I. Lukhtura // Fluid Dynamics. – 1993. – V. 28, № 1. – P. 35-40.
15. Кибель Н.Е. Теоретическая гидромеханика / Н.Е. Кибель, И.А. Кочин, Н.В. Розе. – М. : Физматгиз, 1963. – Ч. 2. – 727 с.
16. Сурин В.А. Моделирование вторичного газовойделения в сталеплавильной ванне / В.А. Сурин, Е.А. Капустин, В.Н. Евченко // Известия ВУЗов СССР. Черная металлургия. – 1983. – № 5. – С. 113-118.
17. Давидсон В.Е. Элементы технологической гидрогазодинамики / В.Е. Давидсон. – Днепропетровск : ДГУ, 1987. – 84 с.
18. Просвирин К.С. Структура и параметры реакционной зоны при донной продувке металла кислородом / К.С. Просвирин, В.И. Трубавин, Г.А. Щедрин // Тепло- и массообмен в сталеплавильных агрегатах. – М. : Металлургия, 1979. – С. 95-99.
19. Капустин Е.А. Одномерная теория струй / Е.А. Капустин, Ф.И. Лухтура // Вісник Приазовського державного технічного університету : Зб. наук. праць / ПДТУ. – Маріуполь, 2001. – Вип. 11. – С. 243-249.
20. Лухтура Ф.И. О критической концентрации углерода в расплаве конвертера / Ф.И. Лухтура // Вісник Приазовського державного технічного університету : Зб. наук. праць / ДВНЗ «ПДТУ». – Маріуполь, 2012. – Вип. 24. – С. 49-56.

Bibliography:

1. Kazantsev I.G. Mechanics of a gas jet in Bessemer bosh / I.G. Kazantsev // Stal. – 1940. – № 1. – P. 16-18. (Rus.)
2. Banks H.V. Hydrodynamic behavior during top blowing / H.V. Banks, P.V. Chandrasekhara // J. Fluid Mechanics. – 1963. – V. 10, № 19. – P. 64-69.
3. Markov B.L. Methods of purging of a Martin bosh / B.L. Markov. – М. : Metallurgiya, 1975. – 280 p. (Rus.)
4. Yavoyskii V.I. The theory of purging steelmaking bosh / V.I. Yavoyskii, G.A. Dorofeev, I.L. Povkh. – М. : Metallurgiya, 1974. – 496 p. (Rus.)
5. Kapustin E.A. To model operation of purging of a fluidic bosh by oxygen / E.A. Kapustin // Izvestiya VUZov SSSR. Chernaya metallurgiya. – 1972. – № 11. – P. 186-187. (Rus.)
6. Markov B.L. Physical model operation in metallurgy / B.L. Markov, A.A. Kirsanov. – М. : Metallurgiya, 1984. – 118 p. (Rus.)
7. Babtizmanskii V.I. To a question of cold model operation of purging of metal / V.I. Babtizmanskii, Yu.S. Paniotov // Izvestiya VUZov SSSR. Chernaya metallurgiya. – 1989. – № 6. – P. 26-30. (Rus.)

8. Babtizmanskii V.I. The theory of an oxygen-steelmaking process / V.I. Babtizmanskii. – M. : Metallurgiya, 1975. – 378 p. (Rus.)
9. Babtizmanskii V.I. The physico-chemical bases oxygen-steelmaking of manufacture / V.I. Babtizmanskii, V.B. Okhotskii. – Kiev; Donetsk : Vishcha shkola, 1981. – 184 p. (Rus.)
10. Okhotskii V.B. Development of the theory of processes of interaction of a gas jet with a bosh / V.B. Okhotskii // Voprosi teorii i praktiki staleplavil'nogo proizvodstva : Scientific works / MMI. – M. : Metallurgiya, 1991. – P. 94-103. (Rus.)
11. Yakovlev Yu.I. Physical and mathematical model operation steelmaking processes / Yu.I. Yakovlev. – Voprosi teorii i praktiki staleplavil'nogo proizvodstva : Scientific works / MMI. – M. : Metallurgiya, 1991. – P. 32-44. (Rus.)
12. Babtizmanskii V.I. Converter processes of steelmaking. Theory, technology, construction of aggregates / V.I. Babtizmanskii, M.Ya. Medzhibozhskii, V.B. Ohotskii. – Kyiv; Donetsk : Vishcha shkola, 1984. – 343 p. (Rus.)
13. Kleinstein G. Mixing in turbulent axially symmetric free jets / G. Kleinstein // J. Spacecraft. – 1964. – V.1, № 4. – P. 403-408.
14. Lukhtura F.I. One-dimensional theory of off-design supersonic gas jets / F.I. Lukhtura // Fluid Dynamics. – 1993. – V. 28, № 1. – P. 35-40.
15. Kibel N.E. Theoretical hydromechanics / N.E. Kibel, I.A. Kotshin, N.V. Roze. – M. : Fizmatgiz, 1963. – Pt. 2. – 727 p. (Rus.)
16. Surin V.A. Model operation of secondary outgassing in steelmaking bosh / V.A. Surin, E.A. Kapustin, V.N. Yevtshenko // Izvestiya VUZov SSSR. Chernaya metallurgiya. – 1983. – № 5. – P. 113-118. (Rus.)
17. Davidson V.E. Elements of technological hydrogas dynamics / V.E. Davidson. – Dnepropetrovsk : DGU, 1987. – 84 p. (Rus.)
18. Prosvirin K.S. Structure and parameters of a reactionary band a base purging of metal by oxygen / K.S. Prosvirin, V.I. Trubavin, G.A. Shchedrin // Teplo- i massoobmen v staleplavilnikh agregatakh. – M. : Metallurgiya, 1979. – P. 95-99. (Rus.)
19. Kapustin E.A. One-dimensional theory of jets / E.A. Kapustin, F.I. Lukhtura // Reporter of the Priazovskyi state technical university : Collection of scientific works / PSTU. – Mariupol, 2001. – Issue 11. – P. 243-249. (Rus.)
20. Lukhtura F.I. About the critical concentration of carbon in a melt of converter // F.I. Lukhtura // Reporter of the Priazovskyi state technical university : Collection of scientific works / SHEE «PSTU». – Mariupol, 2012. – Issue 24. – P. 49-56. (Rus.)

Рецензент: А.М. Скребцов
д-р техн. наук, проф., ГВУЗ «ПГТУ»

Статья поступила 07.05.2015