

Н.И.Захаров

**ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА
ПРИ РАФИНИРОВАНИИ ЖИДКОЙ СТАЛИ ОТ ГАЗОВ**

Донецк
Издательство «
2016 г.

УДК 536.24
ББК ...
З...

Рекомендовано к печати Ученым Советом ГВУЗ «Донецкий национальный технический университет» (протокол № 8 от 25.11.2016 г.)

Рецензенты:

Белоусов В.А.- доктор техн. наук, профессор, зав. кафедрой «Физика неравновесных процессов, метрология и экология» ГОУВПО «Донецкий национальный университет».

Дремов В.В.- доктор техн. наук, профессор кафедры «Физика, математика и материаловедение» ГОУВПО «Донбасская академия строительства и архитектуры».

Бабанин А.Я. – доктор техн. наук, профессор кафедры «Техническое обслуживание и сервис автомобилей, технологических комплексов и оборудования» ГОУВПО «Донбасская академия строительства и архитектуры».

З... Интенсификация процессов тепломассопереноса при рафинировании жидкой стали от газов / Н.И. Захаров. – Донецк: - 2016. – 202. с.

ISBN

Работа посвящается вопросам интенсификация процессов тепломассопереноса при повышении производительности установок внепечного рафинирования жидкой стали от растворенного в ней водорода. Разработаны энергоресурсосберегающие режимы на основе математического моделирования. Достоверность этих режимов внепечной обработки стали подтверждена результатами лабораторных и опытно-промышленных исследований.

Работа предназначена для научных и инженерно-технических работников. Может быть использована аспирантами и студентами университетов, направление подготовки которых металлургическая теплотехника и металлургия.

УДК 536.24
ББК
Захаров Н.И., 2016.
Изд-во «.....», 2016.

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
ВВЕДЕНИЕ.....	5
1.ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ТЕХНОЛОГИИ ВНЕПЕЧНОГО РАФИНИРОВАНИЯ ЖИДКОЙ СТАЛИ ОТ ГАЗОВ.....	6
2. МЕТОДОЛОГИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ.....	22
3. ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ ВНЕПЕЧНОЙ ДЕГАЗАЦИИ ЖИДКОЙ СТАЛИ ОТ ВОДОРО- ДА КОМПЛЕКСНЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПРОДУВКОЙ ИНЕРТ- НЫМ ГАЗОМ И ВАКУУМОМ.....	34
3.1 Математическая модель процессов тепломассопереноса	34
3.2 Способ энергоресурсосбережения при интенсификации процессов тепломассопереноса	68
4 ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ КОМПЛЕКСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА РАСПЛАВ ВАКУУ- МОМ, ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ И ПРОДУВКОЙ ИНЕРТНЫМ ГАЗОМ.....	86
4.1 Способ энергоресурсосбережения при интенсификации процессов тепломассопереноса в жидкой стали с использованием электростати- ческого поля малых напряженностей	86
4.2 Исследование интенсификации процессов тепломассопереноса в ванне перемешиваемого продувкой инертным газом металла в усло- виях комплексного воздействия на него вакуумом и электростатиче- ским полем умеренных напряженностей.....	95
4.2.1 Граничное условие для уравнения конвективной диффузии на межфазной границе «вакуум – перемешиваемый металл»	95
4.2.2 Интенсификация процессов тепломассопереноса при комплекс- ном воздействии на жидкую сталь с использованием электростатиче- ского поля умеренных напряженностей	167
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	180

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

ММ – математическая модель.

КМ – компьютерное моделирование.

ПАЭ – поверхностно-активные элементы.

НВ – неметаллическое включение.

ВВЕДЕНИЕ

Определяющее влияние на регулирование состава металла в технологии его внепечного (вне плавильной печи) рафинирования от водорода имеют процессы конвективного тепломассопереноса.

Интенсификация процессов конвективного тепломассопереноса в жидком металле имеет определяющее влияние на повышение производительности агрегатов внепечного рафинирования расплавов от водорода, к которым, прежде всего, относят вакуумирование, обработку стали инертным газом, а также воздействие электростатического поля [1].

Водород в металле ухудшает его эксплуатационные свойства. Указанные выше способы внепечной обработки имеют значительное преимущество по сравнению с рафинированием металла в печи в отношении возможности интенсификации процессов конвективного тепломассопереноса.

Характерно, что потребители металла и его продукции в Дальнем Зарубежье доплачивают за металл, обработанный внепечными способами. Неудивительно поэтому, что подавляющая часть металла этих стран подвергается внепечной обработке, затраты на которую неизмеримо ниже себестоимости металла в слитках.

Высокопроизводительная внепечная обработка металла и ковшевая металлургия в целом в ближайшее время должны стать важнейшим звеном металлургических технологий [1-9].

1 ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ТЕХНОЛОГИИ ВНЕПЕЧНОГО РАФИНИРОВАНИЯ ЖИДКОЙ СТАЛИ ОТ ВОДОРОДА

Интенсификация процессов тепломассопереноса в расплавах играет решающую роль в повышении производительности металлургических агрегатов. Во всех промышленно развитых странах металлургия считается одной из важнейших отраслей экономики. За последние десятилетия (до кризиса) мировое производство стали многократно увеличилось [1]. При этом, наиболее существенные изменения произошли в энергоресурсосбережении при интенсификации внепечной обработки металла.

Украина входит в десятку крупнейших производителей стали [1]. Вместе с тем известна ее низкая рентабельность, а ее экспорт идет по низким мировым ценам вследствие пониженного уровня необходимых для металла свойств. Поэтому, актуальным для Украины является широкое применение комбинированных энергоресурсосберегающих высокопроизводительных внепечных технологий рафинирования металла от вредных примесей, в том числе газов [1].

Наиболее распространенным, классическим вариантом внепечной обработки металла является его продувка инертным газом в ковше [1], которая в последнее время все более расширяет области своего применения вплоть до дуговой сталеплавильной печи и кислородного конвертера.

По-прежнему остается перспективным, особенно в усовершенствованном виде, порционное вакуумирование (DH – процесс) [10]. По данным этой работы интенсивность процессов тепломассопереноса при удалении водорода в ковшах большой ёмкости в 2 раза выше при этом виде порционного вакуумирования, чем при циркуляционном.

В Германии путем увеличения мощности парожетторного насоса, удалось существенно увеличить производительность порционного вакууматора [11]. При этом снижено до 2,5 мин время откачки вакуум-камеры

для достижения вакуума 1,33 мбар. Дальнейшее увеличение производительности порционного вакууматора, по мнению автора, должно пойти по пути оптимизации подвода аргона к патрубку вакууматора для перемешивания расплава с целью интенсификации процессов тепломассопереноса в жидкой ванне.

Одним из перспективных видов вакуумирования с целью интенсификации процессов тепломассопереноса при дегазации металла остается VD – процесс, в котором ковш с расплавом помещается в вакуумную камеру [12], благодаря гибкости управления и высокой производительности этого процесса.

Представляет интерес воздействие электростатического поля на расплав в процессе дегазации [13 - 15]. Как известно, электростатическое поле, в общем случае, вызывает в жидком металле два вида эмиссии частиц: электронную и ионную. В свою очередь, электронная эмиссия подразделяется на автоэлектронную (при наличии внешнего электрического поля) и термоэлектронную (поле отсутствует, а испускание электронов происходит вследствие нагретости металла).

Как правило, вклад термоэлектронной эмиссии в электронную мал [13]. В соответствии с этой работой, при интенсификации процессов тепломассопереноса большое значение имеют следующие характеристики его поверхностного слоя: толщина, степень заполнения удаляемыми из расплава частицами, характер их взаимных связей. Именно эти характеристики определяют интенсификацию процессов тепломассопереноса через преодоление этими частицами сопротивления со стороны поверхностно-активных элементов (ПАЭ) расплава и занятием вакантных мест на границе раздела «металл – вакуум». Это сопряжено с преодолением сопротивления со стороны поверхностно-активных элементов расплава. Между удаляемыми из расплава частицами и ПАЭ возникает сложная борьба за место на границе раздела фаз. Только те частицы, которые имеют достаточ-

ную энергию для преодоления сопротивления, оказываемого со стороны ПАЭ, могут успешно занять места на поверхности раздела фаз.

Атомы и ионы удаляемого газа, в случае его адсорбции на этой границе раздела, сосредотачиваются в первом наружном поверхностном слое, в котором формируется повышенное значение напряженности внешнего электростатического поля. Ионы металла располагаются преимущественно во втором слое, где напряженность поля ниже вследствие экранирующего влияния первого слоя [13].

Результаты исследований [16, 17] показывают, что элементы и соединения в расплаве стали и на его поверхности находятся хотя бы частично в виде ионов. Это дает основание для управления с помощью электрического поля поведением этих частиц при интенсификации процессов тепломассопереноса в металле.

Для десорбции в вакуумное пространство ионов удаляемого газа им необходимо сообщить энергию активации, большую энергии их связи с поверхностью металла. Эта энергия сообщается внешним электростатическим полем. При этом объединение двух протонов с двумя электронами в нейтральную молекулу водорода (молизация) существенно облегчает её десорбцию в полость вакууматора.

Механические напряжения, возникающие в адсорбционном слое под воздействием вертикальной компоненты напряженности E_z внешнего поля имеют значения порядка $E_z^2 / 8\pi$ [13]. Следовательно, какой бы высокой не была прочность связи этих ионов с поверхностью металла, увеличением E_z всегда можно создать разрывающие напряжения (с учетом движения поверхностного слоя), превышающие эту прочность. В результате становится возможным удаление электрически заряженных адсорбированных частиц с поверхности расплава, и интенсификация процессов тепломассопереноса в жидкой ванне.

Известно, что скорость реакции молизации частиц (атомов и ионов)

удаляемого газа возрастает с уменьшением концентрации ПАЭ в расплаве и увеличением концентрации (во второй степени) этих частиц на реакционной поверхности. Это создает основу интенсификации технологии, если молизионное звено участвует в лимитировании процессов тепломассопереноса в металле.

Теоретические основы интенсификации процессов тепломассопереноса при рафинировании неподвижных расплавов в электрическом поле даны в работах [13, 14, 17, 18]. Как следует из этих исследований, изменяя напряженность и полярность электрического поля, можно влиять на интенсивность и направление процессов тепломассопереноса.

При этом дополнительное вовлечение в качестве воздействующих факторов давления газа над расплавом и температуры существенно расширяет возможности интенсификации процессов тепломассопереноса при рафинировании жидкого металла.

Экспериментальные исследования Э. В. Мюллера [19 - 21] свидетельствуют о возможности интенсифицировать перенос ионов с поверхности металла в вакуум под воздействием электрического поля высокого напряжения (5 – 30 кВ на расстоянии 1,7 см до электрода от поверхности неподвижного расплава). Однако промышленное использование таких технологий крайне ограничено [22, 23]. В частности, известна дороговизна и недостаточная надежность электрооборудования.

Несмотря на ограниченное промышленное использование технологий с использованием внешнего электрического поля, продолжать исследования в этом направлении необходимо. Это диктуется существующими наработками как в СНГ [13 - 15], так и зарубежными странами [19 – 21, 24], особенно для источников электростатического поля меньших мощностей и стоимости, более надежных в эксплуатации.

Вместе с тем, по мнению автора, воздействие электростатического поля на расплав металла может быть более эффективным для интенсифи-

кации не диффузионного звена тепломассопереноса удаляемого из жидкой ванны водорода. Это следует из того, что увеличение градиента концентрации этого газа вследствие срыва его ионов (протонов) электростатическим полем высоких напряженностей незначительно. Действительно, в условиях контакта зеркала металла с глубоким вакуумом, концентрация этих частиц на рассматриваемой межфазной поверхности в условиях равновесия очень мала и срыв ионизированной части атомов внешним полем приводит лишь к небольшому увеличению градиента концентрации водорода в расплаве металла и интенсификации тепломассопереноса.

Напротив, электростатическое поле умеренных напряженностей, как будет показано в главе 5, способно создавать сгустки ионов на поверхности "металл-вакуум". Это приводит к возрастанию во второй степени скорости химической реакции объединения протонов в молекулы водорода и интенсификации процессов тепломассопереноса в жидкой ванне, если это звено является лимитирующим. Протонная форма существования водорода в расплаве металлов, как наиболее вероятная, высказана проф. Б. В. Линчевским. В силу непрочности атомов водорода и высокой температуры расплава стали ионная доля нахождения атомов водорода в этом жидком металле может быть достаточно высокой, что делает актуальным проведение фундаментальных исследований интенсификации процессов тепломассопереноса в жидкой ванне.

Кроме того, необходимо исследовать специфику влияния движения рассматриваемой межфазной границы на интенсификацию процессов тепломассопереноса при внепечной дегазации металла комплексным воздействием вакуума, продувки инертным газом и электростатического поля как умеренных, так и малых напряженностей [25].

Это внешнее поле ($E < E_{кр}$) влияет на интенсификацию процессов тепломассопереноса при дегазации металла, главным образом, за счет изменения текущей концентрации удаляемого газа на поверхности расплава [13, 26],

которая входит в расчетные формулы как диффузионной, так и адсорбционно-кинетической составляющих потока массы этого газа [27].

Таким образом, актуальна проблема развития научных основ интенсификации процессов тепломассопереноса рассматриваемой технологии путем комплексного воздействия на металл различных факторов [28] в сочетании с требованиями энергоресурсосбережения.

Дегазирующее действие продувки металла инертным газом обусловлено конвективным тепломассопереносом водорода в жидкой ванне и имеет место при наличии разности концентраций удаляемого газа в основном объеме расплава и межфазной поверхности "инертный газ – металл", на которой концентрация водорода соответствует его парциальному давлению в пузырях аргона [29].

Рассредоточенная по днищу ковша продувка жидкого металла инертным газом с целью дегазации от растворенных в расплаве газов, как известно, наиболее высокопроизводительна для водорода. Азот, как правило, находится в расплаве в виде стойких нитридов [30].

Вследствие адсорбции растворенного в жидкой ванне кислорода на стенках всплывающих пузырей аргона при продувке инертным газом недораскисленных сталей, имеет место углеродное раскисление. В работе [31] авторы, продувая металл через пористые элементы, показали, что благодаря аргонной продувке углеродное раскисление настолько интенсивно по тепломассопереносу, что существует возможность глубокой дегазации расплава от растворенного кислорода за минимальное время. При этом снижение его содержания по данным рассматриваемой работы составило 30-70 %. Из работы [32, 33] следует, что результаты интенсификации процессов тепломассопереноса при рафинировании недораскисленной стали от кислорода вследствие продувки аргоном при атмосферном давлении под слоем синтетического шлака почти не уступают аналогичным результатам при продувке расплава аргоном в вакууме.

Помимо дегазации, продувка металлургических расплавов инертным газом выравнивает по объему жидкой ванны их температуру и химический состав вследствие перемешивающего действия газовой фазы, а также рафинирует расплав от неметаллических включений. Последнее происходит, в частности, за счет флотации, то есть прилипания включений, взвешенных в жидком металле, к поверхности пузырей и удалении их из расплава [30].

При рафинировании металла от растворенного в нем газа возникают две проблемы:

1. Доведение до минимума концентрации газа в металле. В настоящее время для стали это можно реализовать до следующих пределов [34]: водорода $\leq 0,00015$ %; кислорода $\leq 0,0008$ %. Однако, эта проблема металлургов-технологов и требует значительных затрат материальных и энергоресурсов.

2. Снижение концентраций этих примесей до менее глубоких фиксированных значений в рядовых марках металла, но за минимальное время энергоресурсосберегающими способами.

Решение этой теплотехнической проблемы энергоресурсосбережения при интенсификации процессов тепломассопереноса дегазации жидкого металла продувкой инертным газом непосредственно связано с исследованием степени дегазации расплава за фиксированный (минимальный) отрезок времени. Эта характеристика возрастает с уменьшением размера пузырьков инертного газа, поскольку при заданной интенсивности продувки в пузырьковом режиме это приводит к резкому возрастанию удельной площади поверхности раздела «аргон-металл» и интенсификации конвективного тепломассопереноса водорода в жидкой ванне [35].

Авторы работы [36] на основании проведенных экспериментальных исследований делают вывод, что не интенсивность продувки, а количество пузырей аргона, внедряемых в расплав в единицу времени, является доминирующим фактором.

нирующим фактором интенсификации процессов конвективного тепло-массопереноса при дегазации жидкого металла продувкой инертным газом. При чрезмерно высоких интенсивностях продувки происходит слияние отдельных пузырей, приводя к снижению площади поверхности контакта «аргон-металл» и интенсивности рассматриваемых процессов. Фактор развития межфазной поверхности в интенсификации процессов конвективного тепло-массопереноса существенно преобладает над повышением степени турбулизации металлургической ванны [37]. Последняя выравнивает температуру и концентрацию ее компонентов, но существенно не влияет на тепло-массоперенос через область диффузионного пограничного слоя на границе «аргон-металл». Это связано с неперемешиваемостью последнего, поскольку режим обтекания газовых пузырей жидкостью является преимущественно безотрывным [38, 39].

Подробная классификация режимов продувки (пузырьковый, переходный и струйный) дана в работе [40]. Следуя ей, пузырьковый режим соответствует всплыванию мелких, не сливающихся друг с другом пузырей. Переходный режим продувки соответствует их частичному слиянию, то есть включает в себя мелкие и крупные, вследствие слияния, пузыри. И, наконец, струйный режим продувки, по классификации авторов этой работы, это режим движения крупных пузырей, в которые преобразуется внедряемая в расплав струя инертного газа при чрезмерно высоких интенсивностях продувки. Таким образом, снижение интенсивности процессов конвективного тепло-массопереноса происходит при выходе режима продувки из пузырькового по мере роста интенсивности продувки [36, 40, 41].

Следуя результатам работы [42], при возрастании интенсивности продувки в VD-процессе от нулевого значения до некоторой величины (режим мелких пузырей) увеличивается и интенсивность процессов конвективного тепло-массопереноса при дегазации расплава. Это связано с возрастанием поверхности раздела «газовые пузыри – металл». Дальней-

ший рост Ω приводит к уменьшению интенсивности этих процессов вследствие слияния отдельных пузырей и, соответственно, снижения площади рассматриваемой межфазной поверхности. Вместе с тем при этом увеличивается интенсивность перемешивания и обновления удаляемыми частицами зеркала металла, контактирующего с вакуумом. Однако в этих условиях первый фактор оказывается сильнее. И, наконец, продолжение роста Ω приводит вновь к повышению интенсивности процессов конвективного теплопереноса по причине преобладания второго фактора над первым. Рациональная интенсивность продувки, определяющая энергоресурсосберегающий режим интенсификации рассматриваемых процессов, лежит в области ее пузырькового режима. В этом случае сочетается максимальная интенсификация теплопереноса с энергоресурсосбережением (минимальным расходом инертного газа).

Следуя работе [30], интенсивность процессов конвективного теплопереноса водорода в жидкой ванне возрастает с увеличением его начальной концентрации в расплаве и не зависит от природы инертного газа, используемого для продувки [32, 43].

Положительное влияние на интенсификацию этих процессов технологии дегазации расплава от водорода оказывает совместное с ним удаление кислорода [44, 45]. Это влияние объясняется снижением парциального давления водорода в пузыре и увеличением поверхности раздела «аргон-металл», что приводит к интенсификации теплопереноса [45].

Наличие поверхностно-активных элементов в металлургическом расплаве приводит к понижению интенсификации теплопереноса [29]. При этом степень влияния ПАЭ существенно зависит от их концентрации в металле.

Интенсификация технологии дегазации жидкого металла от водорода продувкой инертным газом на воздухе существенно зависит от влажности воздуха и футеровки ковша [30, 46], которые существенно влияют

на интенсивность процессов тепломассопереноса в жидкой ванне.

В работе [32] установлено, что совмещение продувки металла с его выпуском из печи в ковш приводит к повышению интенсивности процесса тепломассопереноса водорода в расплаве. Интенсификация здесь сочетается с фактором энергоресурсосбережения, поскольку, во-первых, экономится топливо, подаваемое в плавильную печь, вследствие отсутствия необходимости дополнительного перегрева металла перед его выпуском, а во-вторых, экономится и инертный газ. Последнее следует из того, что давление оказывает термодинамически неблагоприятное влияние на интенсификацию тепломассопереноса и при заданных начальных и конечных концентрациях удаляемого водорода расход инертного газа прямо пропорционален давлению [28, 47, 48]. В соответствии с изложенным, интенсивность продувки оправдано повышать по мере роста высоты расплава в ковше во время выпуска. Это нашло практическое применение в работе [49] по азотированию жидкого металла вдуванием во время выпуска газообразного азота через пористое днище ковша.

В работах [50, 51] с целью энергоресурсосбережения (экономии аргона) в начале выпуска металла из печи в ковш интенсивность продувки $\Omega \approx 0,01 \text{ м}^3/(\text{т}\cdot\text{мин})$, после чего она с целью интенсификации тепломассопереноса водорода увеличивается через каждые 20-30 сек на 5-15 %, достигая максимума по окончанию выпуска металла. Аналогичная по характеру процедура реализована автором на МК "Азовсталь" в период проведения опытно-промышленных исследований [52].

В работе [53] сопоставлены между собой по интенсивности процессов тепломассопереноса водорода в жидкой ванне различные способы внепечной дегазации жидкого металла в 10-тонном ковше: вакуумирование в ковше, вакуумирование методом перелива из ковша в ковш, вакуумирование с одновременной продувкой аргоном через днище ковша, а также продувка инертным газом при атмосферном давлении под слоем синтетиче-

ского шлака. Последняя, хотя и, как правило, уступает по интенсивности процессов тепломассопереноса предыдущей, однако проста в эксплуатации, не требует больших материальных и энергоресурсов, и может быть использована на многих металлургических заводах.

С целью получения мелких пузырей для интенсификации процессов тепломассопереноса продувку жидких металлов аргоном производят через пористые элементы с порами малого диаметра. К дополнительным преимуществам пор такого рода относят повышенную степень использования инертного газа при продувке [36].

Существенное влияние на интенсификацию тепломассопереноса водорода в расплаве при дегазации жидкого металла продувкой инертным газом через пористые элементы имеет характер распределения подаваемого газа по сечению днища ковша [32]. Так, продувка через пористую пробку и полый стопор с пористой головкой приводит к тому, что рафинированию подвергается не более 10 % объема расплава [54]. В рассматриваемой работе установлен факт зависимости скорости всплывания пузырей от конструкции продувочного устройства. Если при продувке через пористую пробку скорость подъема пузырей составляет 0,22 м/с, то использование пористых швов в кладке днища ковша дает значение 0,14 м/с. Указанные экспериментальные данные находятся в полном согласии с работой [55], в которой проф. М. Я. Меджибожским с сотрудниками установлено возрастание скорости пузырей при увеличении интенсивности продувки в расчете на единичный центр образования пузырей. Следовательно, при увеличении таких центров для фиксированной суммарной интенсивности продувки значение Ω в расчете на одну пору уменьшается, что и приводит к уменьшению скорости пузырей, что, в свою очередь, ведет к увеличению времени их всплывания. Последнее, по данным различных авторов [36, 54, 56], благотворно сказывается на интенсификации процессов тепломассопереноса водорода в металле вследствие увеличения степени взаи-

модействия инертного газа с расплавом.

Исходя из вышеизложенного, представляется справедливым вывод, сделанный в [36], согласно которому для снижения скорости выхода газа из пор и капилляров и получения мелкопузырькового режима продувки необходимо увеличивать их количество, то есть площадь пористой части продувочного устройства или общее количество капилляров с одновременным уменьшением их диаметра. Отметим лишь, что площадь пористой части продувочного устройства благотворно влияет на интенсификацию процессов тепломассопереноса лишь до значения безразмерного параметра $F = 4f/\pi d^2 = 0,05-0,07$, где f – площадь пористой части; d – диаметр днища ковша [40]. Последнее, очевидно, связано с ухудшением гидродинамической структуры течения.

Использование высокой относительной площади пористой части продувочных устройств, позволяет избежать перехода пузырькового режима продувки в струйный, при котором интенсивность процессов тепломассопереноса технологии дегазации снижается вследствие уменьшения площади поверхности "аргон-металл" [41]. Критическое значение интенсивности продувки в расчете на одну пору или капилляр определяет границу перехода в струйный режим продувки. Так, по данным работы [57], для поры диаметром 0,6 мм это значение равно $7 \text{ см}^3/\text{с}$.

В случае, когда основной целью продувки металлургического расплава инертным газом является дегазация, наиболее интенсивной по тепломассопереносу по данным Н. М. Чуйко [58] является продувка через пористое днище ковша, которая обеспечивает равномерное распределение мелких пузырьков инертного газа по всему объему расплава.

В работах [32, 59] дан обзор конструкции пористых вставок и пробок в днище ковша. В исследованиях [32, 60, 61] подчеркиваются достоинства керамических пористых вставок и пробок. По сравнению с продувкой через фурму, использование пористых вставок приводит к более мягкому

характеру процесса, здесь меньше как площадь открытых участков на зеркале металла и его выплески, так и высота зон бурунов. В других случаях для донной продувки используется пористый кирпич [62].

Вместе с тем необходимо отметить слабое развитие огнеупорной промышленности Украины, вследствие чего продолжается экспансия импортных огнеупорных изделий [6], с которыми пока еще не могут конкурировать отечественные изделия. Их недостатки: а) высокотемпературная деформация рабочего слоя; б) быстрый механический износ; в) слабая сопротивляемость тепловым ударам; г) химическая коррозия рабочего слоя и др. Для повышения эксплуатационной стойкости огнеупорных изделий в Украине используют шпинели, добавки оксида циркония, новые композиции антиоксидантов, применение корунда и магнезиального сырья для рабочих слоев изделий. При этом акцент делается на снижение удельного расхода огнеупоров. Однако, по большинству показателей отечественные аналоги уступают импортным [6].

Газопроницаемое по всей площади днище разработано в [63]. В рассматриваемой работе газораспределительная система выполнена в виде зафутерованного огнеупорной пористой массой коллектора с радиально расположенными в сифонном припасе распределительными трубками с отверстиями. Пористый огнеупорный блок составляет основу пористого днища ковша в изобретениях [63 - 65]. Для удобства эксплуатации сочленение газопроводящей магистрали с газовым трактом ковша в пористом огнеупорном блоке осуществляется автоматически [66]. В изобретениях японских авторов продувка жидкого металла инертным газом сочетается с одновременным вакуумированием с целью интенсификации процессов тепломассопереноса водорода в расплаве [67 - 69].

В изобретении [70] в нижнюю часть патрубка вводят подвод инертного газа с целью перемешивания расплава и, следовательно, интенсификации процессов тепломассопереноса. Это мероприятие приводит к со-

кращению циклов порционного вакуумирования с 52-72 до 30-50 на ответственных марках стали [70, 71]. Однотипное с [70], но с подогревом металла электродом, изобретение немецких авторов [72]. В работе [73] путем исследования комплексного воздействия на расплав вакуума и продувки аргоном через пористые элементы днища ковша, установлен факт возрастания интенсивности процессов тепломассопереноса в 4-5 раз, по сравнению с вакуумированием. В американском патенте [74] продувку металла через пористые элементы днища ковша с целью интенсификации этих процессов сочетают с порционным вакуумированием, а в работе [75] – с вакуумированием в ковше. Разработки [76 - 78] способ вакуумирования в ковше с той же целью дополняют перемешиванием металла с помощью продувки аргоном через фурмы. Наиболее интенсивным по тепломассообмену способом является впервые рассматриваемое в данной диссертационной работе комплексное воздействие на металл вакуума, электростатического поля и продувки аргоном как с целью перемешивания расплава в ковше (сосредоточенная продувка), так и развития межфазной поверхности аргон-металл (рассредоточенная продувка).

Газопроницаемое днище ковша может выполняться в виде кладки из обычно применяемого огнеупорного кирпича со швами, заполненными пористой массой. По стойкости футеровки такие ковши не отличаются от обычных и в дополнительном обслуживании не нуждаются [79]. Авторами рассматриваемой работы установлено, что через 1 м^2 кладки с пористыми швами при избыточном давлении в несколько атмосфер можно вдуть с целью интенсификации процессов тепломассопереноса до $360 \text{ м}^3/\text{ч}$ ($0,1 \text{ м}^3/\text{с}$) инертного газа, то есть сколько через лучшие образцы пористых блоков.

Пузыри более мелких размеров можно получить при использовании огнеупорной газопроницаемой футеровки с пористыми элементами с размерами пор, уменьшающимися в направлении движения газа. В [80] это

достигается путем послойного уменьшения размеров зерен наполнителя пористой огнеупорной массы. В разработках [81] используются конические сужающиеся кверху пористые пробки. Обзор, проведенный в [82, 83], показывает конструкции и преимущества пористых элементов с направленной пористостью, среди которых отмечается существенно большая (приблизительно в 3 раза) стойкость по сравнению с пористыми элементами с хаотической пористостью и интенсивностью процессов тепломассопереноса. Следующим шагом, ведущим к уменьшению размеров пузырей вдуваемого в металл инертного газа, является его предварительный нагрев до температуры, близкой к температуре расплава. Благодаря нагреву, диаметр пузырьков увеличивается при входе в расплав незначительно, а уменьшенная вследствие этого скорость их всплытия обеспечивает большее время нахождения пузырей в металле, что приводит в сочетании с ростом межфазной поверхности к повышению интенсивности процессов тепломассопереноса. Основанный на этом способ продувки [84] положительно себя зарекомендовал.

С целью доведения стойкости пористых вставок до стойкости футеровки ковша, в работе [85] используются сдвоенные газопроницаемые вставки в рамках одного огнеупорного блока. Каждая из них имеет свой подвод аргона из аргонопровода. Работоспособность неработающих в данный момент вставок проверяют после спуска шлака для каждой плавки путем ее продувки воздухом. Эти пористые вставки, как правило, нуждаются в специфическом подходе к их ремонту, например, по типу [86].

Конструктивное решение сталеразливочного ковша [87] вызвано необходимостью удаления возможных скрапин на его днище и поддержания хорошей работоспособности. С этой целью высота пористой части продлена до уровня 10% высоты ковша от его днища.

Высокие скорости нагрева и охлаждения, агрессивное действие печных и синтетических шлаков, сильные ударная и размывающая нагруз-

ки в результате падения струи металла предъявляют жёсткие требования к физико-химическим свойствам огнеупоров, особенно при работе с ковшами, имеющими пористое днище.

Для тепловой изоляции зеркала металла в ковше, защиты от вторичного окисления, предотвращения образования скрапин на днище ковша, ассимиляции неметаллических включений при продувке расплава аргоном в работе [87] использован синтетический шлак, удовлетворяющий этим требованиям. Одно из важнейших его свойств состоит в том, что для его расплавления не расходуется тепло жидкого металла. С этой целью в исходный состав шлака введен окислитель в виде оксидов железа и горючее – термоантрацит. Использованный шлак обладает целым рядом других достоинств: низкая температура плавления, высокая основность и т.д.

Описанный способ дегазации жидкого рельсового металла продувкой инертным газом опробован в условиях МК «Азовсталь». К его недостаткам относятся возможность аварийных ситуаций, связанных с незаполнением швов раствором, расслоением швов, слиянием пузырей аргона, одновременно исходящих из соседних пор и др.

В силу перечисленных недостатков в настоящее время в странах СНГ апробируются другие продувочные устройства, например, обожженные пробки с направленными продувочными каналами (г. Харьков) или капиллярно-строчечные блоки [88], а также импортные пористые пробки. Вместе с тем наиболее перспективным вариантом интенсификации тепло-массопереноса водорода в жидкой ванне и энергоресурсосбережения является огнеупорный блок с направленной пористостью (для рассредоточенной продувки жидкого металла аргоном), производимый и широко используемый пока еще только в Японии.

2 МЕТОДОЛОГИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

В работе рассмотрены две обобщающие технологические схемы внепечного рафинирования жидкого металла от растворенного в нем водорода:

1) с рассредоточенной продувкой расплава инертным газом (рис. 2.1) в условиях VD-вакуумирования (или без него, под слоем синтетического шлака);

2) с сосредоточенной продувкой расплава аргоном (рис. 2.2) при VD- (или усовершенствованном ДН-) вакуумировании (с одновременной подачей отрицательного электростатического потенциала на электрод вакуум-камеры или без электрического воздействия на металл).

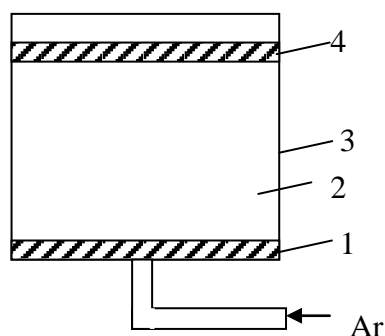


Рис.2.1. Технологическая схема с рассредоточенной продувкой металла аргоном: 1 - огнеупорный блок с направленной пористостью; 2 – расплав; 3 – ковш; 4 – шлак

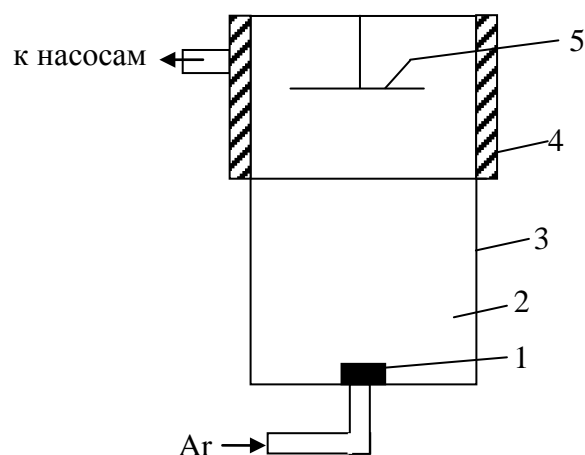


Рис.2.2. Технологическая схема с сосредоточенной продувкой металла аргоном: 1 – огнеупорная пористая пробка; 2 – расплав; 3 – ковш; 4 – вакуум-камера; 5 – электрод

Мощным методом моделирования процессов конвективного тепло-массопереноса в жидкой ванне является математическое моделирование (ММ) с реализацией на компьютере, которое позволяет провести исследование интенсификации этих процессов, определить энергоресурсосберегающие режимы технологии [89-91].

Трудностями этого исследования является сложность механизмов

взаимодействия фаз, различие параметров по объему ванны, сложный состав металлов и т.д., которые могут привести к известному расхождению расчетных (по модели) и опытно-промышленных данных. Однако, по мере развития теории процессов тепломассопереноса и уточнения эмпирических коэффициентов, ММ будет развиваться, в пределе достаточно точно описывая реальные процессы тепломассопереноса.

В соответствии с классификацией [89], ММ рассматриваемых процессов подразделяют на три основных вида.

Функциональные (стохастические) модели являются результатом обработки экспериментальных данных, полученных в ходе исследования процессов тепломассопереноса, методами математической статистики. Одна из характеристик процесса берется в качестве функции, а другие – ее аргументов. Формой существования ММ этого класса является уравнение регрессии, полученное при соблюдении требования соответствия этого уравнения экспериментальным данным. В рамках функциональных ММ не вскрываются свойственные процессу тепломассопереноса механизмы отдельных его стадий. Вследствие этого, модели рассматриваемого класса применимы лишь в конкретных условиях.

Детерминированные (теоретические) модели наиболее универсальны. Модели этого типа строятся на основе уравнений, полученных в рамках теории изучаемого тепломассообменного процесса. В них заложен его механизм. Для выделения конкретного процесса из рассматриваемого класса ставят условия однозначности.

И, наконец, ММ смешанного типа строятся на основе одного или небольшого числа уравнений, описывающих механизм лимитирующих звеньев тепломассообменного процесса. Влияние других звеньев учитывается с помощью задания коэффициентов настройки (параметров идентификации). Последние находят из условия сопоставления расчетных (по модели) и экспериментальных данных, снятых с изучаемого процесса. Эта

процедура называется адаптацией модели.

В силу сложности реальных тепломассообменных процессов рассматриваемой технологии, адекватные модели смешанного типа следует считать наиболее перспективными.

«Горячие» модели целесообразно использовать, с одной стороны, для установления адекватности разработанных ММ в лабораторных условиях, а, с другой, - для определения констант тепломассопереноса, трудно определяемых расчетно-теоретическим путем.

При построении «холодных» моделей возникают трудности, связанные с необходимостью обеспечения равенства одноименных критериев подобия реального многопараметрического процесса тепломассопереноса и его «холодной» модели [91]. Вследствие этих трудностей последние целесообразно привлекать для качественного (но не количественного) установления адекватности ММ.

Как показывает аналитический обзор литературных источников, актуальной на сегодняшний день является разработка обобщающих уравнений процессов тепломассопереноса в жидкой ванне для технологии внепечного рафинирования жидкого металла от водорода, которая включает в себя:

- а) вакуумирование;
- б) вакуумирование с интенсификацией технологии с помощью продувки расплава инертным газом;
- в) комплексный вариант технологии, включающий вакуумирование с продувкой металла инертным газом, а также воздействие на движущийся расплав электростатического поля, а также, как частный вариант:
- г) рассредоточенная продувка металла аргоном под слоем синтетического шлака при атмосферном давлении (без вакуумирования и воздействия электростатического поля).

Перечень допущений, используемых для анализа процессов тепло-

массопереноса в жидкой ванне ковша при рассредоточенной ее продувке аргоном, является общепринятым [52]:

а) на границах «металл– пузыри аргона» достигается термодинамическое равновесие;

б) слой шлака, покрывающий зеркало металла, проницаем для всплывающих пузырей инертного газа;

в) отсутствует перенос водорода извне в жидкий металл;

г) смесь газов в пузырях инертного газа является идеальной (в термодинамическом смысле);

д) температура металла в ковше постоянна по пространству и времени;

е) концентрация удаляемого водорода однородна по объему жидкой ванны, вследствие перемешивающего действия пузырей инертного газа (за исключением области диффузионных пограничных слоёв на рассматриваемых межфазных границах);

ж) в пределах цикла усовершенствованного вида порционного вакуумирования, воздействующего на металл одновременно с продувкой аргоном, концентрация удаляемого из расплава водорода неизменна, а в момент выхода металла из патрубка вакууматора в ковш уменьшается в нем скачкообразно, мгновенно распределяясь по его объему.

Приведенный перечень допущений характерен для рассредоточенной продувки металла аргоном и построен применительно к математическим моделям процессов тепломассопереноса, решающим практические задачи энергоресурсосбережения при интенсификации этих процессов. Для описания такого класса задач более перспективными по сравнению с дифференциальными уравнениями являются интегральные уравнения.

Сосредоточенной продувке металла инертным газом, как известно, более характерна система дифференциальных уравнений тепломассопереноса, т.к. перемешивающего действия аргонной фазы в этом случае (с низ-

ким удельным расходом аргона) недостаточно для эффективного выравнивания температуры и концентрации удаляемого водорода по объему жидкой ванны.

Таким образом, разноплановый подход с позиции как дифференциальных, так и интегральных уравнений тепломассопереноса характерен не только для классической теории (например, пограничных слоев), но и рассматриваемых здесь технологических объектов.

Степень рафинирования металла в ковше от водорода может быть представлена в виде

$$\varepsilon = \frac{Q_n - Q_k}{Q_n} = \frac{1}{Q_n} \int \iiint_{[r, \varphi, z, \tau]} J(r, \varphi, z, \tau) \cdot n(r, \varphi, z, \tau) \cdot dv d\tau + \varepsilon_u, \quad (2.1)$$

где Q_n, Q_k - начальное и конечное (по завершению рассредоточенной продувки расплава инертным газом) содержание водорода в жидкой ванне;

n - количество пузырей аргона в единице объема металла;

J - поток массы этого газа на поверхность единичного пузыря;

r, φ, z - пространственные цилиндрические координаты;

τ - время продувки;

dv - элемент объема;

ε_u - вклад вакууматора (интенсификатора) в величину ε .

Искомая функция τ в зависимости от параметров технологического процесса при фиксированном ε входит в пределы интегрирования.

Параметр $n(r, \varphi, z, \tau)$ определяется интенсивностью продувки, ответственной за интенсификацию тепломассообменных процессов, характером рассредоточения вдуваемого в металл инертного газа по сечению днища ковша, диаметром пор используемых пористых элементов и т.д.

Поток массы $J(r, \varphi, z, \tau)$ удаляемого из металла газа зависит от режима всплывания пузырей, их размера, концентрации поверхностно-

активных компонентов расплава и т.д.

Электростатическое поле малой напряженности, как показали экспериментальные исследования [15, 25], практически не оказывает влияния на интенсификацию процессов тепломассопереноса при дегазации металла от водорода, хотя может быть индикатором относительной завершенности технологии и вносить вклад в энергоресурсосбережение, что и необходимо исследовать.

Для анализа процессов тепломассопереноса в жидкой ванне в условиях комплексного воздействия на расплав вакуума, сосредоточенной продувки аргоном и электростатического поля умеренных напряженностей вводится допущение достижения на границе «вакуум - движущийся металл» термо- и электродинамического равновесия. Это позволяет граничную концентрацию частиц (атомов и ионов) удаляемого из расплава водорода представить в виде

$$C_n(r) = f(P_{H_2}, \vec{E}, i), \quad (2.2)$$

где P_{H_2} – парциальное давление водорода в вакуум-камере;

\vec{E} - значение напряженности электростатического поля в точках зеркала металла;

i – степень ионизации атомов водорода в поверхностном слое рассматриваемой межфазной поверхности;

r – радиальная координата цилиндрической системы координат.

Уравнение (2.2) является своего рода обобщением закона Сивертса

$$C_n = K_n \sqrt{P_{H_2}},$$

где K_n - постоянная Сивертса для водорода, в который оно вырождается

при $\vec{E} = \vec{0}$.

Если $\max[\vec{E}] = E_{max} > E_{кр}$ (критическое значение E), то, как известно, происходит срыв ионов удаляемого водорода с зеркала металла. При достаточно сильном электростатическом поле $E_{max} \gg E_{кр}$ зеркало металла оголяется от этих ионов, создавая максимальный градиент концентрации удаляемого водорода, как движущую силу процесса диффузии.

Поле умеренной напряженности в условиях вакуумирования представляет собой значительный интерес, так как для движущегося (под влиянием продувки инертным газом) расплава рассматриваемый вид внешнего воздействия исследуется впервые.

Краевые условия к уравнениям тепломассопереноса

– для уравнения конвективной диффузии с концентрацией $C(r, z, \tau)$:

а) твердые стенки ковша

$$\frac{\partial C}{\partial n} = 0; \quad (2.3)$$

б) межфазная поверхность «вакуум – металл»

$$\text{для ионов} \quad C(r, H, \tau) = f(P_{H_2}, \vec{E}, i), \quad (2.4)$$

$$\text{для нейтральных атомов} \quad C(r, H, \tau) = K_n \sqrt{P_{H_2}}. \quad (2.5)$$

Начальное условие

$$C(r, z, 0) = C_0; \quad (2.6)$$

– для уравнения конвективной теплопроводности с температурой $T = T(r, z, \tau)$:

а) твердые стенки ковша

$$\frac{\partial T}{\partial n} = 0; \quad (2.7)$$

б) межфазная поверхность «вакуум – металл»

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=H} = \varepsilon_{np} \sigma (T_n^4 - T_6^4), \quad (2.8)$$

где $T_n = T(r, H, \tau)$;

T_6 - средняя температура полости вакууматора;

s, n – направление касательной и нормали к этой межфазной поверхности;

σ – постоянная Стефана-Больцмана;

H – высота расплава в ковше;

λ – коэффициент теплопроводности металла;

ε_{np} – приведенная степень черноты межфазной поверхности.

Начальное условие

$$T(r, z, 0) = T_0; \quad (2.9)$$

– для уравнения гидродинамики со скоростями течения расплава

$V_r = V_r(r, z, \tau), V_z = V_z(r, z, \tau)$:

а) твердые стенки ковша

$$V_r = V_z = 0; \quad (2.10)$$

б) межфазная поверхность «вакуум – металл»

$$\frac{\partial V_n}{\partial s} + \frac{\partial V_s}{\partial n} = 0. \quad (2.11)$$

Начальное условие

$$V_r(r, z, 0) = V_z(r, z, 0) = 0. \quad (2.12)$$

Граничные условия в области пористых элементов, расположенных в днище ковша

$$C(r, 0, \tau) = 0, \quad (2.13)$$

$$T(r, 0, \tau) = T_{Ar}, \quad (2.14)$$

$$V_r = 0, \quad (2.15)$$

$$V_z(r, 0, \tau) = V(r). \quad (2.16)$$

Здесь: T_{Ar} – температура вдуваемого аргона, подогретого расплавом металла; $V(r)$ - заданное поле скорости расплава, определяемое распреде-

лением интенсивности продувки по пористому днищу ковша.

Необходимо отметить, что новизна математического описания процессов тепломассопереноса для впервые рассматриваемого вида комплексного внешнего воздействия на металл определяется граничным условием (2.4). Уравнения тепломассопереноса, напротив, имеют классический вид (область малых чисел Re)

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + V_r \frac{\partial C}{\partial r} + V_z \frac{\partial C}{\partial z} = D \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial C}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right], \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + V_r \frac{\partial T}{\partial r} + V_z \frac{\partial T}{\partial z} = a \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right]. \quad (2.18)$$

При записи уравнений (2.17)-(2.18) учтено, что в условиях, когда $\Delta T_{max} \ll T_{max}$, изменением значений теплофизических коэффициентов с изменением температуры можно пренебречь, используя в расчете их среднее в интервале температур значение. Здесь T_{max} , ΔT_{max} – максимальные значения температуры расплава и её перепада в объеме ковша.

Если элемент технологии с воздействием на металл электростатического поля малых напряженностей исследуется на основе промышленного эксперимента, то другие - с использованием математических и физических моделей ("холодной" модели по рафинированию воды от растворенного в ней хлора продувкой воздухом, а также "горячей" модели по дегазации расплава железа от растворенного в нем азота продувкой аргоном).

Лабораторная ("холодная") модель, есть «прямо- и противоточный» реактор, изготовленный из плексигласа и представляющий собой цилиндрическую емкость высотой 50 см и диаметром 13,2 см. Дно реактора выполнялось двойным, с воздушной коробкой. Верхнее днище пористое. К воздушной коробке в трех точках присоединяется коллектор, по которому подавался воздух для продувки водяной ванны в режимах «прямо- и про-

тивотока».

В последнем случае для интенсификации конвективного массопереноса процесс продувки совмещался со сливом воды в реактор из водопроводного крана. По завершению слива наступал режим «прямотока».

Трёхточечное подключение коллектора обеспечивает равномерное распределение дутья по сечению воздушной коробки. Коллектор воздушного дутья через ротаметр соединялся с ресивером воздушного компрессора. Давление, создаваемое компрессором, составляло 3 - 5 атм и поддерживалось автоматически специальным регулятором. Расходомер фиксировал интенсивность продувки в диапазоне $0,0-1,5 \cdot 10^{-3}$ нм³/с.

При моделировании конвективного массопереноса из жидкости к всплывающим пузырям воздуха в качестве вещества, растворённого в воде, использовали хлор. Концентрацию хлора определяли методом титрования водопроводной воды метилоранжем в кислой среде.

Холодное моделирование предназначено для качественного подтверждения энергоресурсосберегающих режимов рафинирования жидкой ванны продувкой газовым энергоносителем при интенсификации в ванне процесса конвективного массопереноса.

Решение проблемы энергоресурсосбережения при интенсификации процессов тепломассопереноса в жидком металле связано со снижением интенсивности подачи энергоносителя в агрегат внепечной обработки расплава до уровня оптимума («золотой середины»), либо своевременным включением внешнего воздействия на металл или окончанием обработки расплава.

Методически оправдано вместо задачи нестационарного гидродинамического взаимодействия в системах «металл – пузыри аргона», требующей больших затрат компьютерного времени, рассматривать соответствующую стационарную задачу. Основа этого методического подхода - богатый экспериментальный материал, позволяющий оценить скорости пу-

зырей в зависимости от их размера и формы и, соответственно этому, ставить граничные условия для стационарного уравнения гидродинамики.

Основной причиной замены нестационарного уравнения гидродинамики стационарным является известный факт слабого влияния на гидродинамическую структуру установившегося течения жидкого металла в рафинировочной емкости незначительного изменения (уменьшения) во времени температуры расплава и концентрации растворенного в нем водорода при внепечной обработке.

Таким образом, в настоящее время отсутствуют расчетно-методические разработки и соответствующие компьютерные модули гидродинамического взаимодействия жидкого металла с группой неравномерно распределенных по ее объему пузырей, размер, форма и скорость всплывания которых различны. Существующие, но имеющие менее обобщенный характер разработки не учитывают специфики интенсификации процессов тепломассопереноса. Особенностью последней является, в частности, геометрическая близость пузырей аргона в направлении траектории их всплывания при интенсификации процессов тепломассопереноса.

Стационарные, осесимметричные, безразмерные уравнения Навье-Стокса совместно с уравнением неразрывности, записанные для области ламинарного течения жидкого металла, имеют вид

$$v_1 \frac{\partial v_1}{\partial \eta_1} + v_3 \frac{\partial v_1}{\partial \eta_3} = -Eu \frac{\partial \pi}{\partial \eta_1} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 v_1}{\partial \eta_1^2} + \frac{1}{\eta_1} \cdot \frac{\partial v_1}{\partial \eta_1} + \frac{\partial^2 v_1}{\partial \eta_3^2} - \frac{v_1}{\eta_1^2} \right]; \quad (2.19)$$

$$v_1 \frac{\partial v_3}{\partial \eta_1} + v_3 \frac{\partial v_3}{\partial \eta_3} = -Eu \frac{\partial \pi}{\partial \eta_3} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 v_3}{\partial \eta_1^2} + \frac{1}{\eta_1} \cdot \frac{\partial v_3}{\partial \eta_1} + \frac{\partial^2 v_3}{\partial \eta_3^2} \right] - \frac{1}{Fr}; \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial v_3}{\partial \eta_3} + \frac{\partial v_1}{\partial \eta_1} + \frac{v_1}{\eta_1} = 0 \quad (2.21)$$

со следующими граничными условиями: $v_1 = 0$, $\partial v_3 / \partial \eta_1 = 0$ – на оси симметрии, $v_1 = v_3 = 0$ – на поверхностях, ограничивающих объем жидкой ванны (основания, боковая поверхность емкости, а также поверхность шлака), $v_1 = 0$, $v_3 = v_i$ – на поверхности всплывающих пузырей.

Безразмерные величины в приведенных выше соотношениях: η_1 и η_3 – радиальная и вертикальная координаты; v_1 и v_3 – радиальная и вертикальная скорости расплава; π – гидродинамическое давление; Re , Eu и Fr – числа подобия Рейнольдса, Эйлера и Фруда; v_i – скорость всплывания i -го пузыря в системе этих частиц. Система уравнений (2.19)-(2.21) дополняет, кроме того, уравнения (2.17)-(2.18) в предположении, что на установившийся характер течения расплава не влияют медленное снижение во времени как концентрации удаляемого из жидкой ванны водорода, так и температуры металла.

Написанные уравнения характеризуют систему, состоящую из жидкого металла постоянной температуры в емкости цилиндрической формы и неравномерно, но известным образом распределенных по оси симметрии группы эллипсоидальных пузырей. Размер, скорость и форма этих частиц различны. Свободная поверхность расплава покрыта слоем шлака, имеющего заданную криволинейную границу. Вторая группа граничных условий является следствием известного прилипания расплава к твердым поверхностям емкости и их непроницаемости по отношению к жидкой среде. Кроме того, учтено, что кинематическая вязкость шлака существенно выше вязкости жидкого металла. Третья их группа основана на том, что радиальная составляющая скорости точек поверхности пузырей аргона, характеризующая быстроту увеличения их объема при всплывании в расплаве металла, существенно меньше скорости их всплывания;

3 ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ ВНЕПЕЧНОЙ ДЕГАЗАЦИИ ЖИДКОЙ СТАЛИ ОТ ВОДОРОДА КОМПЛЕКСНЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПРОДУВКОЙ ИНЕРТНЫМ ГАЗОМ И ВАКУУМОМ

3.1 Математическая модель процессов тепломассопереноса

Исследование технологии внепечной дегазации металлургических расплавов на основе математической модели процессов тепломассопереноса предполагает известность механизма, лимитирующих стадий тепломассопереноса и кинетических констант этих процессов. Ввиду сложности взаимодействия газов с жидкими металлами базой для этого являются экспериментальные исследования [92].

Как известно, результатом кинетического исследования является построение графика кривой, характеризующей изменение концентрации газа в жидкой фазе с течением времени при заданных условиях эксперимента: состава металла и газовой атмосферы, температуры и т.д. При этом

$$\partial c / \partial \tau = k \cdot c^m, \quad (3.1)$$

где m - порядок реакции;

k - константа скорости.

Б.В. Линчевский [92], обобщая результаты исследований различных авторов [93-96], предлагает следующий механизм тепломассопереноса при дегазации жидких металлов:

а) перенос конвекцией растворенных атомов водорода или ионов в металлургическом расплаве к границам раздела «аргон-металл» и «вакуум-металл»;

б) диффузионный перенос этих частиц через слой расплава, в кото-

ром отсутствует гидродинамическое перемешивание (диффузионный пограничный слой);

в) адсорбция частиц в поверхностном (адсорбционном) слое;

г) химическая реакция молизации адсорбированных атомов или ионов;

д) десорбция образованных молекул в аргонную среду или полость вакууматора;

е) отвод от поверхности раздела молекул в этих средах.

Изложенного механизма массопереноса при дегазации металлургических расплавов мы и будем придерживаться впредь.

Если процесс массопереноса является многостадийным, то суммарное его сопротивление, как известно, складывается из сопротивлений на отдельных стадиях. В случае, когда сопротивление одной или нескольких стадий существенно превосходит остальные, то, в соответствии с методом лимитирующих стадий [29] малыми сопротивлениями пренебрегают. Хотя метод лимитирующих стадий достаточно эффективен, он требует известной осторожности своего применения в силу возможной взаимосвязи между отдельными стадиями [95].

Рассмотрим последовательно случаи, в которых процесс массопереноса лимитируется одним звеном. Начнем с диффузии через неперемешиваемый слой расплава, непосредственно прилегающий к межфазной поверхности. На существование этого лимитирующего звена указывают экспериментальные данные [97, 98], согласно которым, перемешивание расплавов интенсифицирует процесс массопереноса, что происходит за счет уменьшения толщины диффузионного пограничного слоя [92, 99]. Аналогичный механизм лимитирования обнаружен в целом ряде работ [41, 96, 100-115]. В работе [116] на основании анализа экспериментальных работ утверждается, что диффузия через этот пограничный слой жидкого металла как лимитирующее звено процесса массопереноса в целом имеет место

для чистого металла, а также для его сплавов с поверхностно-инактивными и слабоактивными компонентами. Рассматриваемое лимитирующее звено сохраняется также и для расплавов с поверхностно-активными элементами (ПАЭ), но лишь в случае их достаточно малых концентраций в расплаве.

Как известно, лимитирование процесса массопереноса указанным звеном означает, что процесс относится к реакции первого порядка. К реакциям этого порядка относятся также адсорбционные процессы [92], связанные с занятием атомами (ионами) удаляемого газа вакантных мест на межфазной границе раздела. Это сопряжено с преодолением сил сопротивления со стороны поверхностно-активных компонентов расплава [29, 92, 117]. Согласно современным представлениям [118], механизм воздействия поверхностно-активных веществ на массообмен сводится к следующему.

Между частицами удаляемого газа и ПАЭ имеет место сложная борьба за места на границе раздела фаз. Только те частицы, которые имеют достаточную энергию для преодоления сопротивления, оказываемого со стороны ПАЭ, могут успешно занять места на поверхности раздела.

В соответствие с рассматриваемой работой, применительно к жидкости целесообразно рассматривать два типа энергии активации: E_1 - для чистой межфазной поверхности и E_2 - для поверхности, занятой ПАЭ. При этом $E_2 > E_1$. Если поверхность частично покрыта ПАЭ, то дегазация протекает как через участки границы раздела фаз, не содержащие ПАЭ, так и содержащие их. Суммарная скорость массопереноса выражается формулой

$$r = (1 - \Theta) \times r_1 + \Theta \times r_2, \quad (3.2)$$

где Θ - доля межфазной поверхности, покрытая ПАЭ;

r_1 и r_2 - соответственно скорости массопереноса через чистую и покрытую ПАЭ части этой границы раздела фаз.

Как известно, к поверхностно-активным компонентам жидкой стали

относятся кислород, сера, селен и теллур, а к поверхностно-инактивным и слабоактивным - никель, хром, вольфрам, марганец, молибден, кремний, ниобий, алюминий, ванадий, фосфор, углерод и другие [92,116].

Экспериментальные исследования многих авторов [29, 92, 99, 116, 118] показали, что лимитирующее звено процессов массопереноса при дегазации жидкого металла в присутствии ПАЭ зависит от их концентрации в расплаве.

При малых концентрациях ПАЭ лимитирующей стадией процесса массопереноса является диффузия через неперемешиваемый пограничный слой жидкого металла на рассматриваемой межфазной границе. Лимитирующее звено такого рода сохраняется для железа вплоть до концентрации 0,0146 % по кислороду [110] и 0,03 % по сере [118]. По достижении концентрации 0,06 ÷ 0,07 % по кислороду и более высокого значения по сере (в силу ее меньшей поверхностной активности, хотя точных данных в литературе не обнаружено) наблюдается смена лимитирующего звена на адсорбционное. При промежуточных концентрациях ПАЭ необходимо учитывать обе стадии.

Диффузионная подвижность водорода в жидком металле приводит к тому, что его перенос слабо зависит от состава металла [119].

Высокая прочность молекул азота приводит к тому, что лимитирование процесса массопереноса при дегазации жидкой стали может осуществляться актом молизации атомов (или ионов) на границе раздела [120 - 124]. Рассматриваемая реакция имеет второй порядок. Это лимитирующее звено характерно, в частности, для случая, когда концентрация удаляемого азота на межфазной поверхности мала [92, 125 - 127].

В процессе дегазации жидкой стали от азота может, следовательно, наступить смена лимитирующего звена и порядка реакции по достижении достаточно малой концентрации азота в расплаве (по данным [123] ~ 0,01-0,02 %, а по результатам работы [128] ~ 0,03-0,04 %). По-видимому, кон-

центрация азота в расплаве, при которой происходит смена лимитирующего звена и порядка реакции (диффузионно-адсорбционного с первым порядком на кинетический со вторым порядком) зависит также от концентрации ПАЭ в жидком металле, что подтверждается работой [129]. Однако, количественная зависимость такого рода в литературе не обнаружена.

В соответствии с работой [99] скорость химической реакции объединения двух атомов (или ионов) удаляемого из жидкой ванны газа в молекулу на границе раздела «вакуум-металл» или «аргон-металл» пропорциональна квадрату степени заполнения ее этим газом. Исходя из этого, авторы этой работы нашли, что скорость реакции молизации является монотонно убывающей функцией концентрации ПАЭ в расплаве. Следовательно, не только малые концентрации удаляемого газа в металле, но и высокое содержание в нем ПАЭ способствуют лимитированию процесса массопереноса химическим актом на межфазной границе.

Второй порядок реакции имеет место и при дегазации жидких металлов, содержащих легкоиспаряемые компоненты [95, 99, 130 - 133]. В этом случае необходимо учитывать также сопротивление газовой фазы, возрастающее с ростом концентрации легкоиспаряемых компонентов. При достаточно высоких их концентрациях, рассматриваемое звено может стать лимитирующим [92,99].

При наличии на поверхности расплава жидкого шлака, под которым осуществляется процесс дегазации, лимитирующим звеном массопереноса может стать переход удаляемого водорода через слой шлака. Воздействие шлака на десорбцию водорода из металла сводится к двум основным факторам.

В первом случае имеет значение растворимость S газов в шлаке, определяющая его газопроницаемость [29]

$$q = S \cdot D, \quad (3.3)$$

где D - коэффициент диффузии удаляемого газа в шлаке.

Как известно, слабая растворимость азота в сталеплавильном шлаке фактически блокирует массообмен этого газа между металлом и атмосферой.

Несмотря на то, что водородопроницаемость шлаков, согласно данным проф. В.И. Явойского, существенно выше, однако ее величина значительно уменьшается при снижении интенсивности перемешивания шлака и повышении его вязкости, т.е. за счет уменьшения коэффициента диффузии D в формуле (3.3). В этих условиях слой шлака обладает большим сопротивлением по отношению к массопереносу в нем удаляемого газа.

Если атмосфера является влажной, то шлак может стать источником водорода, загрязняющего металл. Этот фактор может препятствовать достижению глубокой дегазации [119]. В этом смысле оправдана целесообразность присадки известняка в качестве шлакообразующего, поскольку она облегчает удаление водорода из металла [133].

В случае, когда поверхностью массообмена является пузырьковая граница при продувке расплава инертным газом, лимитирующим звеном процесса массопереноса может стать прохождение пузырей аргона через шлак. Это связано с тем, что лишь пузыри, обладающие достаточной энергией, могут совершить работу перехода через границу раздела «металл-шлак» [32]. В противном случае они задерживаются в подшлаковом слое. Условием перехода пузыря через границу раздела двух жидкостей является уменьшение свободной энергии системы «пузырь – атмосфера».

Следуя [134], критический размер пузырей определяется целым набором параметров и в каждом конкретном варианте продувки индивидуален. В условиях, в которых проведены исследования [32], критический размер пузыря аргона оказался равным 1 см. Таким образом, пузыри размером менее 1 см задерживаются в подшлаковом слое.

Авторы работы [135] утверждают, что рассредоточенная по днищу

ковша продувка стали аргоном ведет к укрупнению пузырей, накопившихся под слоем шлака, и прорыву межфазной границы с образованием очагов прохождения пузырей аргона. Привлекая электрохимическую теорию, авторы работ [135 - 137] получили, что условиями, благоприятствующими прохождению пузырей с размерами меньше критического через границу "металл-шлак", являются повышение интенсивности рассредоточенной продувки. Важно отметить, что результаты этой работы согласуются с экспериментальными данными.

Если процесс массопереноса лимитируется стадией химической реакции на межфазной поверхности совместно с диффузией в металле и (или) адсорбцией, то, в соответствии с данными работы [138], в процессе рафинирования достигается такая концентрация удаляемого из стали азота, при которой скорость химической реакции становится существенно меньше скоростей других стадий. В этом случае рассматриваемое звено массопереноса берет на себя роль лимитирующего. Последнее подтверждается результатами экспериментальных исследований.

Теоретический анализ процесса, который лимитируется одновременно несколькими стадиями массопереноса, значительно сложнее случаев лимитирования единственным звеном. Даже пренебрежение влиянием ПАЭ на дегазацию жидкого металла приводит к громоздким математическим моделям массопереноса [138, 139].

Целесообразно поэтому исследовать процессы массопереноса при дегазации расплавов, максимально используя при моделировании на ПЭВМ экспериментальные данные. Последнее подтверждает тезис о перспективности использования, вместо детерминированных (теоретических), математические модели массопереноса смешанного типа.

По аналогии с лимитированием процесса массопереноса несколькими стадиями, теоретическое исследование влияния на массоперенос при дегазации стали нескольких ПАЭ существенно сложнее случая, когда рас-

плав содержит единственный поверхностно-активный элемент (кислород или серу). Поэтому авторы теоретических разработок идут по пути упрощения процесса, рассмотрения лишь отдельных его аспектов [140, 141].

В целом теоретические формулы имеют ограниченное практическое применение вследствие односторонности подхода и трудностей теоретического расчета массообменных величин в них входящих.

Практически отсутствуют и экспериментальные исследования по влиянию нескольких ПАЭ на константу скорости химической реакции в силу значительных трудностей организации этих исследований. Обнаружены лишь работы [1,121], в которых рассматриваемая зависимость получена обработкой экспериментальных данных методами математической статистики. Так, в работе [121]

$$k_0 = \frac{0,9745 f_N^2}{1 + 28.4[O] + 5.34[S]}, \quad (3.4)$$

где k_0 - кажущаяся константа скорости реакции;

f_N - коэффициент активности удаляемого азота из жидкого железа.

При этом принималось

$$\partial[N] / \partial \tau = \frac{F}{V} k_0 [N]^2, \quad (3.5)$$

где F, V - поверхность и объем газовыделения.

Из формулы (3.5) следует, что процесс массопереноса, исследуемый авторами, имеет второй порядок, а лимитирующим звеном переноса азота в этом процессе является химическая реакция объединения двух атомов (или ионов) азота в молекулу на межфазной границе.

По рекомендации авторов, формула (3.4) может быть использована для описания процессов дегазации жидкого железа от азота продувкой ар-

гоном в присутствии в расплаве следующих элементов: O, S, Si, C, Ni, Cr при 1600 °С. Влияние компонентов Si, C, Ni, Cr на процесс дегазации в рассматриваемой формуле учтено через f_N .

Профессор Свяжин А.Г. в работе [1] дает следующее значение для кажущейся константы скорости химической реакции:

$$K_0 = 9,23 \cdot 10^{11} \cdot \exp(-40000 \pm 20000/T) \cdot \frac{1}{[1 + 3350([O] + 0,5[S]^{1,2})]} \quad (3.6)$$

Вместе с тем, для коэффициента диффузионного теплопереноса при смешанном лимитировании он приводит выражение

$$\beta = \frac{0,045}{1 + 19[O]^{0,5}} \quad (3.7)$$

Автор отмечает отклонение от закона Сивертса для азота в области высоких температур ($T > 2000$ °С), вследствие влияния давления паров железа.

Зависимость коэффициентов массопереноса от температуры металла является монотонно возрастающей [92, 96].

Для увеличения эффективности технологии дегазации стали вакуумированием целесообразно применять различные интенсификаторы, например, продувку металла аргоном (в ковше или патрубке порционного вакууматора). Данный усовершенствованный способ успешно опробован на Донецком металлургическом заводе [15, 70]. Интенсификация массопереноса при вакуумировании с помощью сосредоточенной продувки инертным газом обусловлена уменьшением толщины диффузионного пограничного слоя на границах «вакуум – металл» при перемешивании расплава [99].

Разработанные к настоящему времени математические модели процессов массопереноса при внепечной дегазации жидкого металла можно объединить в две основные группы.

1. Детерминированные ММ.

Необходимо отметить, что достаточно сложный математический аппарат, использованный при создании моделей этой группы, не приводит, однако, к адекватным энергоресурсосберегающим рекомендациям по интенсификации этих процессов. Это вызвано тем, что при разработке ММ рассматриваемой группы не учитывается большое количество факторов, существенно влияющих на массообменные процессы: концентрация поверхностно - активных веществ в расплаве, изменение режима движения пузырей инертного газа в процессе их всплывания, взаимное влияние пузырей на гидродинамику и конвективный массоперенос.

Так, используемые при построении моделей [140-145] дифференциальные уравнения не учитывают перемешивающего действия газовых пузырей в жидкой ванне.

Например, в работе [145] американских авторов приводится математическая модель, описывающая тепломассоперенос при дегазации не перемешиваемого металла продувкой инертным газом. Моделирование тепломассопереноса осуществлено по отношению к процессу, при котором колонна малого диаметра с продувочным инертным газом в виде пузырей находится в центре цилиндра большего диаметра, содержащего расплав. Рассматриваемой работе присущи все недостатки, характерные для выделенной группы ММ. Однако эта работа имеет и некоторые преимущества перед другими ММ выделенной группы: в ней кроме диффузии удаляемого из расплава газа учитывается химическая реакция молизации атомов этого газа на межфазной границе.

Детерминированные ММ процессов тепломассопереноса при дегазации металла в условиях вакуумирования [146-150] не учитывают одно-

временной продувки расплава аргоном.

2. Математические модели смешанного типа.

При построении моделей такого рода, как известно, могут использоваться экспериментальные данные по значениям коэффициентов массопереноса, трудно поддающихся теоретическому расчету. Кроме того, в модели рассматриваемого типа могут вводиться настроечные коэффициенты, по которым проводится адаптация модели к реальному технологическому процессу. Как известно, значения настроечных коэффициентов определяются из сопоставления расчетных и опытно - промышленных данных.

К достоинству ММ этой группы относится то, что в них становится возможным учесть влияние на тепломассообменные процессы целого ряда факторов.

Математическая модель конвективного массопереноса при дегазации жидкой стали всплывающими пузырями инертного газа с учетом изменения концентрации растворенных в металле газов по мере их поглощения пузырями аргона впервые поставлена в [151, 152]. Недостатком предшествующих работ является рассмотрение лишь одной стороны процесса - роста всплывающих пузырей без изменения формы пузырей по мере роста их объема при всплывании [151]. Предлагаемая авторами модель, которую можно применять при продувке металла как при атмосферном давлении, так и в вакууме (при условии, когда размеры пузырей меньше критического), описывает рост пузырей с эллипсоидальной формой на начальном участке подъема и грибовидной (в условиях вакуумирования) на последующем. При построении модели приняты следующие допущения:

а) взаимное влияние пузырей на скорость их всплывания и массоперенос отсутствует;

б) лимитирующим звеном массопереноса в многостадийном процессе удаления растворенного в расплаве газа является диффузия через неперемешиваемый пограничный слой металла на поверхности пузырей;

в) на границе раздела фаз «газовый пузырь - жидкий металл» имеет место термодинамическое равновесие;

г) водород и кислород находятся в расплаве в виде атомов, и их концентрация за время подъема одного пузыря не изменяется;

д) температура металла и его физические свойства постоянны по пространству и времени;

е) смесь газов в пузыре идеальная (в термодинамическом смысле).

В рассматриваемых ММ с рассредоточенной продувкой учитывали изменение формы всплывающих пузырей и возрастание их объема за счет снижения гидростатического давления по мере подъема пузыря, а также десорбции растворенных в металле водорода и азота, поступления в пузырь окиси углерода - продукта реакции обезуглероживания, протекающей на межфазной границе «пузырь – расплав».

В отличие от предыдущей работы, японские авторы [153 - 155] построили ММ конвективного массопереноса при дегазации расплава железа от растворенного азота продувкой аргоном через одиночное сопло, погружаемое на глубину 4,6 - 5,2 см в присутствии поверхностно - активных кислорода и серы. К достоинству работы относится учет целого ряда факторов: десорбция азота во время образования пузыря на сопле, влияние поверхностно - активных компонентов на массоперенос, взаимное влияние пузырей на скорость их движения. Отсутствует учет взаимного влияния пузырей на конвективный массоперенос, изменение режима их движения в процессе всплывания, влияние на массоперенос вакуума и фазы наполнения металлом рафинировочной емкости при его выпуске.

Проф. А.Г. Свяжин [1] показал возможность упрощения, хотя и ценой меньшей точности, математической модели массопереноса при деазотации стали пузырями инертного газа. Основные позиции этого упрощения:

а) поверхность «аргон – металл», будучи (в стационарном режи-

ме) постоянной во времени, может быть выражена через поверхность пузырей в форме шарового сегмента со среднестатистическими размером и скоростью всплывания;

б) выделение азота через поверхность «вакуум-металл» пренебрежимо мало;

в) лимитирующее звено массопереноса – диффузия азота в металле.

Работы [43, 45] немецких авторов описывают ММ массопереноса для технологии дегазации металлургических расплавов продувкой аргоном через систему сопел. Произведен учет большинства факторов, характерных для предыдущих ММ рассматриваемой группы. Акцентируется необходимость учета фазы формирования пузырей на соплах при разработке ММ, в особенности при небольших высоте ванны, интенсивности продувки и диаметре сопла, которые делают существенным отношение времени пребывания пузырей на сопле к времени их подъема в расплаве. При этом концентрация растворенных в металле газов в каждый момент времени считается однородной (за исключением диффузионных не перемешиваемых пограничных слоев на межфазных границах «аргон-расплав» вследствие перемешивающего действия газовых пузырей), но зависит от времени продувки. Учитывается также динамика изменения коэффициента поверхностного натяжения в зависимости от снижения концентрации ПАЭ. К недостатку этой модели относится неточность расчета процесса конвективного теплопереноса, который оказывается зависящим лишь от концентрации ПАЭ в расплаве, но не от режима всплытия газовых пузырей.

В работе [90] описана ММ конвективного массопереноса для удаления водорода всплывающими пузырями СО в ковшевой установке под вакуумом. Факторы процесса дегазации жидкой стали учтены достаточно полно: формирование пузырей СО на футеровке, рост, отрыв, всплывание, различные стадии формообразования (сферическая, эллипсоидальная и грибовидная форма пузырей), динамика влияния ПАЭ, взаимное влияние

пузырей на гидродинамику и конвективный массоперенос. Однако, рассматриваемая ММ представляет лишь методический интерес, поскольку описывает процесс дегазации другого рода с присущей ему спецификой (отсутствие фазы наполнения расплавом емкости и инертного газа в пузырях, невозможность простого регулирования интенсивностью продувки вследствие самопроизвольного образования пузырей СО и т.д.).

Работа [156] автора учитывает перечисленные факторы, однако не рассматривает влияние вакуума на технологический процесс, а также переход «противоточного» режима течения расплава при $\tau \leq \tau_{\text{вып.}}$ в режим $\tau > \tau_{\text{вып.}}$.

Существующие ММ [157 - 159] массопереноса при дегазации жидкого металла с помощью комплексного воздействия на расплав вакуумирования и продувки аргоном имеют акцент на вакуумировании, отвлекаясь от сложностей взаимодействия стали с пузырями аргона.

Как показал аналитический обзор литературы, к настоящему времени не разработана обобщающая математическая модель процессов тепло-массопереноса в жидкой ванне при комплексном воздействии на расплав вакуума и рассредоточенной по днищу ковша продувки инертным газом, учитывающая особенности технологии (продувка в период выпуска металла, которая продолжается одновременно с вакуумированием по завершению этого периода), с учетом всего многообразия факторов рассматриваемого элемента технологии.

Предполагаем [160], что в момент времени $\tau = 0$ начинается заполнение рафинировочной емкости жидким металлом. При $\tau = \tau_0 > 0$ расплав подвергается обработке продувкой инертным газом. После заполнения емкости металлом процесс продувки в общем случае может быть продолжен и дополнен вакуумированием.

Зеркало металла с момента $\tau = 0$ покрыто слоем рафинировочного шлака, предохраняющего расплав от переохлаждения и перехода в него га-

зов из атмосферы.

Высота металла в рафинировочной емкости в функции времени выражается формулой

$$H_M(\tau) = \begin{cases} (\dot{m}_M / (\rho_M \cdot s)) \cdot \tau, & 0 \leq \tau \leq \tau_{\text{вып.}} \\ H_0 - \text{const}, & \tau > \tau_{\text{вып.}} \end{cases}, \quad (3.8)$$

где \dot{m}_M - массовый расход металла в рафинировочную емкость, который считаем постоянным;

ρ_M - плотность металла;

s - площадь поперечного сечения емкости (ковша);

$\tau_{\text{вып.}}$ - момент окончания выпуска в нее расплава;

H_0 - установившаяся высота жидкого металла по завершению его выпуска из печи.

Основные допущения, использованные при построении математической модели процессов тепломассопереноса при дегазации жидкого металла по сравнению с работой [151] расширены:

1. Однородность концентрации удаляемого водорода по объему металла вследствие перемешивающего действия пузырей аргона при продувке (за исключением областей не перемешиваемых диффузионных пограничных слоев на границах «аргон – металл» и «вакуум – металл»).

2. Температура металла и его физические свойства постоянны по пространству и времени (за исключением коэффициента поверхностного натяжения, зависящего от концентрации ПАЭ в расплаве).

3. На межфазных границах достигается термодинамическое равновесие.

4. Смесь газов в пузырях идеальная.

5. Перенос газов извне в металл отсутствует.

6. Слой шлака проницаем для всплывающих пузырей инертного газа.

7. В пределах каждого из циклов усовершенствованного типа порционного вакуумирования уменьшение концентрации удаляемого водорода в жидком металле ковша под воздействием вакуумирования происходит скачкообразно на границах этих циклов.

8. Дегазированная вакуумом порция металла, выходящая из патрубка вакууматора, мгновенно и равномерно распределяется в жидкой ванне ковша.

Характер относительного движения расплава и газовых пузырей в разные периоды продувки ($\tau > \tau_{выл}$ и $\tau_0 \leq \tau \leq \tau_{выл}$) различен. Так, при $\tau > \tau_{выл}$, т.е. $H_M(\tau) = H_0 - \text{const}$, пузыри аргона монотонно приближаются к зеркалу металла. В этих условиях время релаксации τ_p , может быть представлена в виде

$$\tau_p = \int_{(\tau')} d\tau' \quad . \quad (3.9)$$

В этом случае уравнение конвективной диффузии для продувки расплава аргоном при атмосферном давлении под слоем синтетического шлака в отсутствии интенсификатора примет вид

$$\varepsilon^i = \frac{1}{Q_H} \int_{(\tau)} \frac{\dot{m}(\tau)}{m_0(\tau)} \int_{(\tau')} J_i(\tau, \tau') d\tau' d\tau, \quad (3.10)$$

где τ' - время всплывания фиксированного пузыря.

Внутренний из интегралов (3.10) характеризует массу водорода (в общем случае: i -той компоненты смеси), выносимую фиксированным пузырем аргона за полное время его взаимодействия с расплавом, включая стадию формирования пузыря на поре (капилляре) и его выход из объема металла в атмосферу.

В период времени $\tau_0 \leq \tau \leq \tau_{\text{вып}}$ траектории движения пузырей инертного газа являются сложными вследствие их взаимодействия со струей выпускаемого из печи металла. В этом случае целесообразно использовать в расчете введенные автором осредненные характеристики [156].

Объединяя уравнения режимов «противотока» и «прямотока», получим уравнение конвективной диффузии при внепечной дегазации жидкого металла комплексным воздействием рассредоточенной по днищу ковша продувкой инертным газом в пузырьковом режиме и интенсификатора

$$\varepsilon^i = \frac{1}{Q_H} \int_{\tau_0}^{\tau_g} \frac{\dot{m} \cdot H \cdot J_{cp,i}}{m_0 \cdot U_{cp}} d\tau + \frac{1}{Q_H} \int_{\tau_g}^{\tau} \frac{\dot{m}}{m_0(\tau')} \int J_i(\tau, \tau') d\tau' d\tau + \varepsilon_u^i. \quad (3.11)$$

Уравнение (3.11) является интегральным, поскольку искомая функция τ в зависимости от параметров процесса (например, интенсивности продувки) при фиксированном ε^i входит в пределы интегрирования. Для его решения выбирался численный метод Ньютона-Котеса со следующей последовательностью вычислительных операций.

1. Формирование исходных данных.
2. Выбор шага $\Delta\tau$ по времени обработки расплава.
3. Фиксация начального значения суммы: $\tau = \tau_0; s = 0$.
4. Расчет значения $\bar{\Phi}$ подынтегральной функции Φ на интервале $[\tau_j, \tau_{j+1}]$

$$\Phi(\tau) = \begin{cases} \frac{\dot{m} \cdot H \cdot J_{cp,i}}{m_0 \cdot U_{cp}}, \tau_0 \leq \tau \leq \tau_{\text{вып}}, \\ \frac{\dot{m}}{m_0(\tau')} \int J_i(\tau, \tau') d\tau', \tau > \tau_{\text{вып}}. \end{cases} \quad (3.12)$$

5. Накопление суммы

$$S_j = S_{j-1} + \bar{\Phi} \cdot \Delta\tau + \Delta\varepsilon_{u,j}^i \cdot Q_H.$$

6. Проверка достижения заданной глубины ε^i дегазации

$$\left| \frac{S_j}{Q_H} - \varepsilon^i \right| < \delta,$$

где δ - заданная погрешность.

7. При невыполнении этого неравенства организуем переход к следующему моменту времени τ , а в случае выполнения – окончание расчета при заданных ε^i и \dot{m} .

8. Организация циклов по τ (внутренний цикл), ε^i и \dot{m} (внешние циклы). Циклическая печать искомым характеристикам процесса.

Необходимо отметить, что сложность разработанного вычислительного алгоритма является следствием сложности определения ε_u^i , J и U в многообразии взаимосвязанных режимов всплывания пузырей в жидкой ванне [52].

Описываем массоперенос в условиях усовершенствованного вида порционного вакуумирования комплексом K_1

$$K_1 = \frac{\beta \cdot F}{V}, \quad (3.13)$$

где β - коэффициент массопередачи;

F – площадь поверхности расплава в вакуум – камере;

V – объем металла в ней.

В общем случае раскисленной стали $\beta = \beta([s], \Omega)$, т.е. зависит от концентрации поверхностно – активных элементов в расплаве и интенсивности продувки аргоном в патрубке вакууматора.

В силу сложности теоретического расчета зависимости для K_1 по причине относительной неопределенности параметра F , в рамках разработанной математической модели смешанного типа введем параметр идентификации, который традиционно определим из сопоставления расчетных (по модели) и опытно-промышленных данных [89].

Поскольку опытно-промышленные результаты получены при постоянной интенсивности продувки аргоном в патрубке вакууматора (Ω -const), то $\beta = \beta([s])$.

Концентрация серы в расплаве изменялась в пределах 0,02-0,04 %, поэтому в первом приближении можно принять

$$\beta = \frac{\beta_0}{[s]}, \quad (3.14)$$

где β_0 - const.

В этом случае

$$K_1 = \frac{\alpha}{V \cdot [s]}, \quad (3.15)$$

где $\alpha = \beta_0 \cdot F$ – настроечный коэффициент.

Сопоставление расчетных и опытно-промышленных данных дает значение $\alpha \approx 53 \text{ см}^3/\text{с}$ [159].

Для комплексного исследования интенсификации процессов тепло-массопереноса удаляемой из жидкой стали смеси газов (водорода и кислорода) создан пакет компьютерных модулей, включающий различные элементы рассматриваемой технологии: рассредоточенную по пористому днищу ковша продувку расплава аргоном в условиях вакуумирования (в ковше и усовершенствованного порционного), а также при атмосферном давлении под слоем синтетического шлака.

Блок схемы основного и отдельных компьютерных модулей, соответствующих разработанному вычислительному алгоритму, приведены на рис. 3.1 – 3.5.

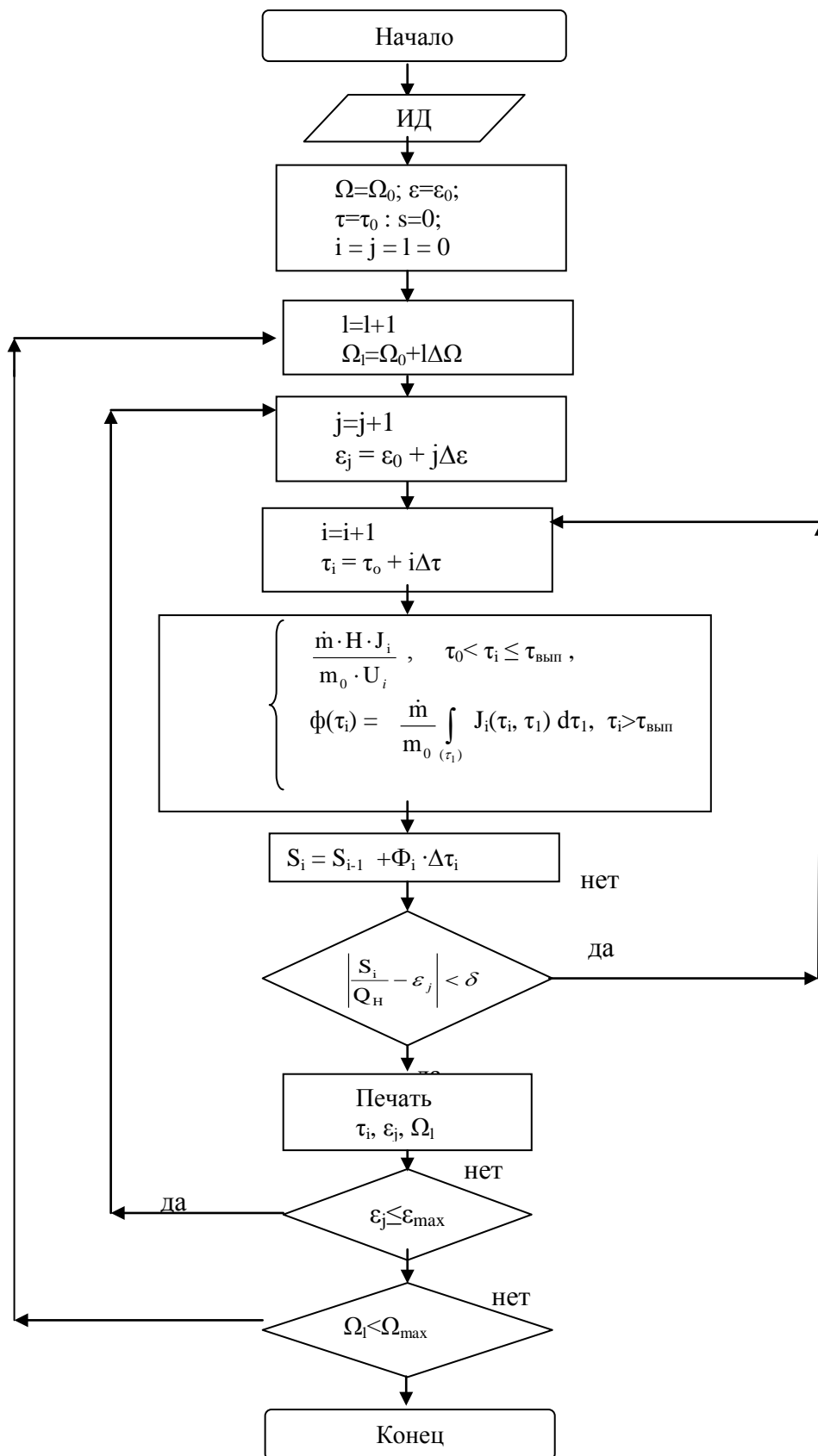


Рис. 3.1. Блок-схема компьютерного модуля по расчету эффективности конвективного массопереноса в условиях продувки расплава инертным газом при атмосферном давлении

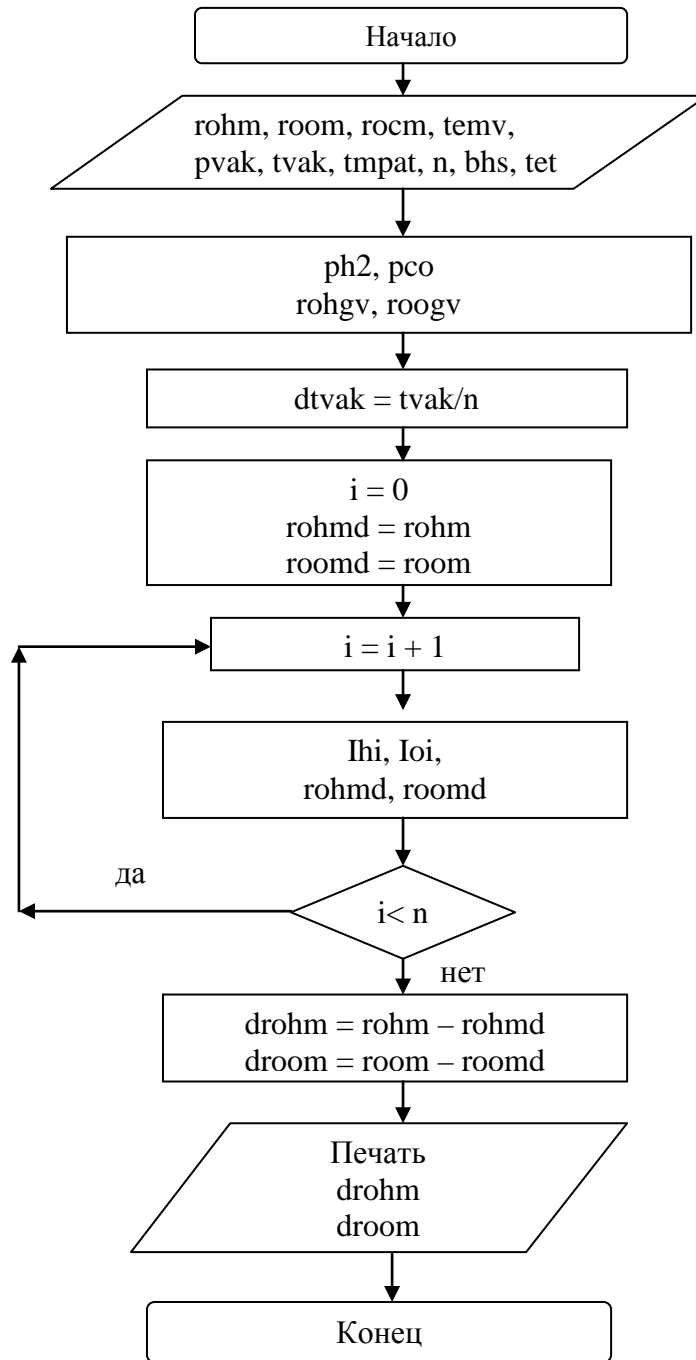


Рис. 3.2. Блок-схема компьютерного модуля по расчету эффективности конвективного массопереноса в условиях продувки расплава инертным газом в патрубке порционного вакууматора

В блок-схеме компьютерного модуля (рис. 3.1): ИД – исходные данные для вычислительного эксперимента; τ_0 , ε_0 , Ω_0 – начальные значения времени τ продувки жидкой стали аргоном, степени ε ее дегазации от водорода и интенсивности Ω этой продувки; \dot{m} – массовый расход аргона; m_0 – масса аргона в единичном пузырьке; H – глубина жидкой ванны; \bar{U}_i и \bar{J}_i – осредненные по ее объему в момент τ скорость всплывания единичного пузырька и поток массы водорода на его поверхность; $\tau_{\text{вып}}$ – момент окончания выпуска расплава в ковш из плавильной печи; τ_1 – время всплывания пузырька аргона в жидкой ванне; Q_H – начальное содержание в ней водорода; δ – безразмерная малая величина; ε_{max} и Ω_{max} – максимальное значение величин ε и Ω .

Обозначения на рис. 3.2 для модуля, отвечающего за вакуумирование: g_{ohm} , g_{oom} , g_{ost} – начальные концентрации в расплаве стали водорода, кислорода и углерода; $m_{\text{пат}}$ – масса стали в патрубке вакууматора; p_{vak} – давление в вакуум-камере; t_{vak} – длительность единичного цикла вакуумирования; t_{emv} – температура электрода подогрева вакуум-камеры; t_{et} – площадь блокирования межфазной поверхности «вакуум-металл» ПАЭ; b_{hs} – параметр идентификации; n – количество расчетных зон по времени вакуумирования в пределах единичного цикла; p_{h2} , p_{co} – парциальные давления в вакуум-камере водорода и окиси углерода; g_{ohgv} , g_{ooqv} – концентрации этих газов на рассматриваемой межфазной поверхности; J_{hi} , J_{oi} – потоки массы этих газов на эту поверхность; g_{ohmd} , g_{oomd} – текущие концентрации удаляемых газов; d_{roh} , d_{roo} – величины снижения концентрации газов за единичный цикл вакуумирования.

Компьютерный модуль (рис. 3.3) определяет размер пузырька аргона, всплывающего в жидкой ванне, на каждом ее горизонте: r_1 , v_1 – радиус и объем пузырька, сформированного на поре продувочного устройства; h_{m} , h_{mr} – глубина жидкой ванны без учета и с учетом ее газосодержания; S_{K} – площадь днища ковша; g_{ash} – интенсивность продувки аргоном; $e_{\text{psh}}=h_{\text{mr}}$ –

ρ_m ; ρ_m -плотность металла; ν_{vazd} , σ – его динамическая вязкость и поверхностное натяжение; S_{ERA} – концентрация поверхностно-активной серы в расплаве стали; t_{et} - доля поверхности пузырей аргона, заблокированной ПАЭ; n_{gas} - номер газа смеси; m – порядок реакции; n – число участков разбиения глубины жидкой ванны; n_{h2h} , n_{coh} – количество молей водорода и окиси углерода в пузыре аргона после его отрыва от поры продувочного устройства, т.е. в начале пути всплывания в жидкой ванне; g_{ohg} , g_{ogh} – концентрация этих газов на поверхности пузырей аргона в этот момент времени; n_{h2} , n_{co} – количество молей рассматриваемых газов в текущий момент времени всплывания пузырей, т.е. на каждом горизонте жидкой ванны; r_{kd} , v_{kd} , r_{sr} – радиус, объем и средний радиус пузыря на этих горизонтах; U_{SKOR} – скорость всплывания пузыря расчетного размера; q_{rh} , q_{ro} – удельные потоки массы рассматриваемых газов смеси на поверхность пузырей аргона; t_{th} , t_{tco} – величины увеличения количества молей этих газов в пузырях аргона при прохождении ими элемента пути всплывания; p_{h2} , p_{co} – парциальные давления этих газов в пузырях аргона в текущий момент времени; g_{ohg} , g_{oo} - концентрация водорода и кислорода на поверхности пузырей аргона в этот момент; r_{k} , v_{k} , r_{srk} – радиус, объем и средний радиус пузырей аргона в момент выхода из жидкой ванны.

На рис. 3.4 приведена блок-схема компьютерного модуля по расчету количества молей водорода и кислорода, поступающих из расплава в пузыри аргона во время их формирования на порах продувочного устройства. В этой схеме: t_{p} – диаметр поры; h_{sh} – толщина слоя шлака; t_{form} - время формирования пузыря на поре; g_{sh} – плотность шлака; $n_{\text{кар}}$ – число пор продувочного устройства; r_0 , v_0 – начальные радиус и объем пузыря без учета его нагрева в жидкой ванне и поступления в него удаляемой из стали газовой смеси; $n_{\text{ар}}$ – число молей аргона в пузыре в момент его отрыва от поры.

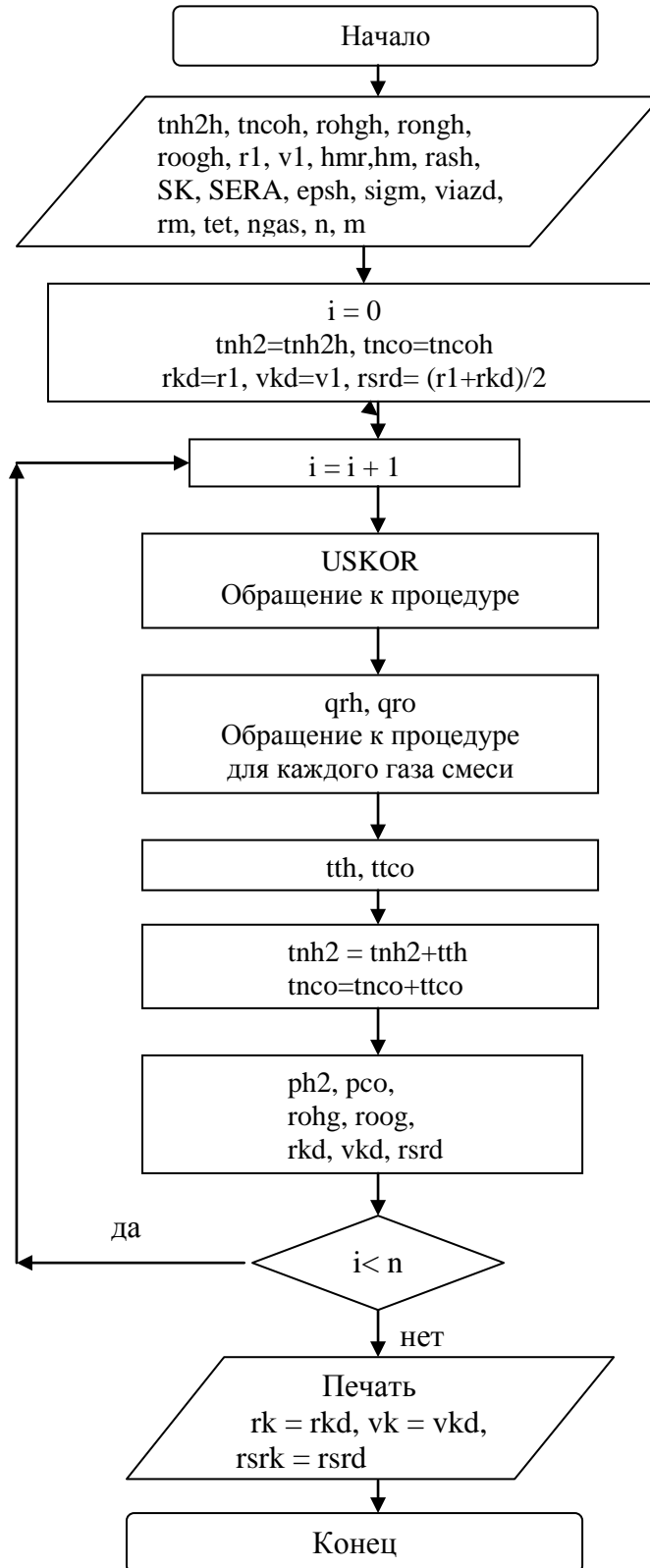


Рис. 3.3. Блок-схема компьютерного модуля по расчету текущего объема пузыря аргона в процессе всплытия в жидкой ванне

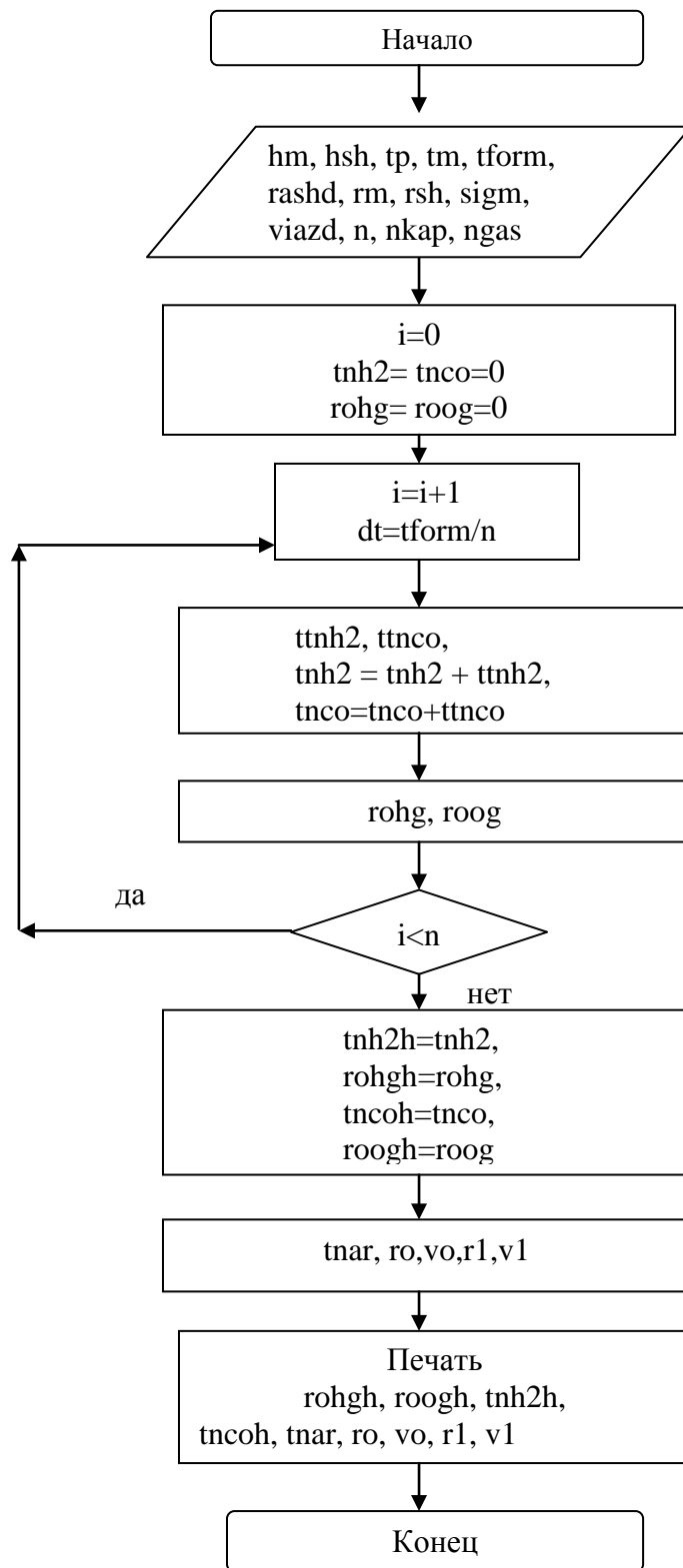


Рис. 3.4. Блок-схема компьютерного модуля по расчету количества молей водорода и кислорода, поступающих в пузыри аргона в процессе их формирования на порах продувочного устройства

Блок-схема компьютерного модуля, производящего расчет потоков массы на поверхность всплывающих пузырей аргона, приведена на рис. 3.5.

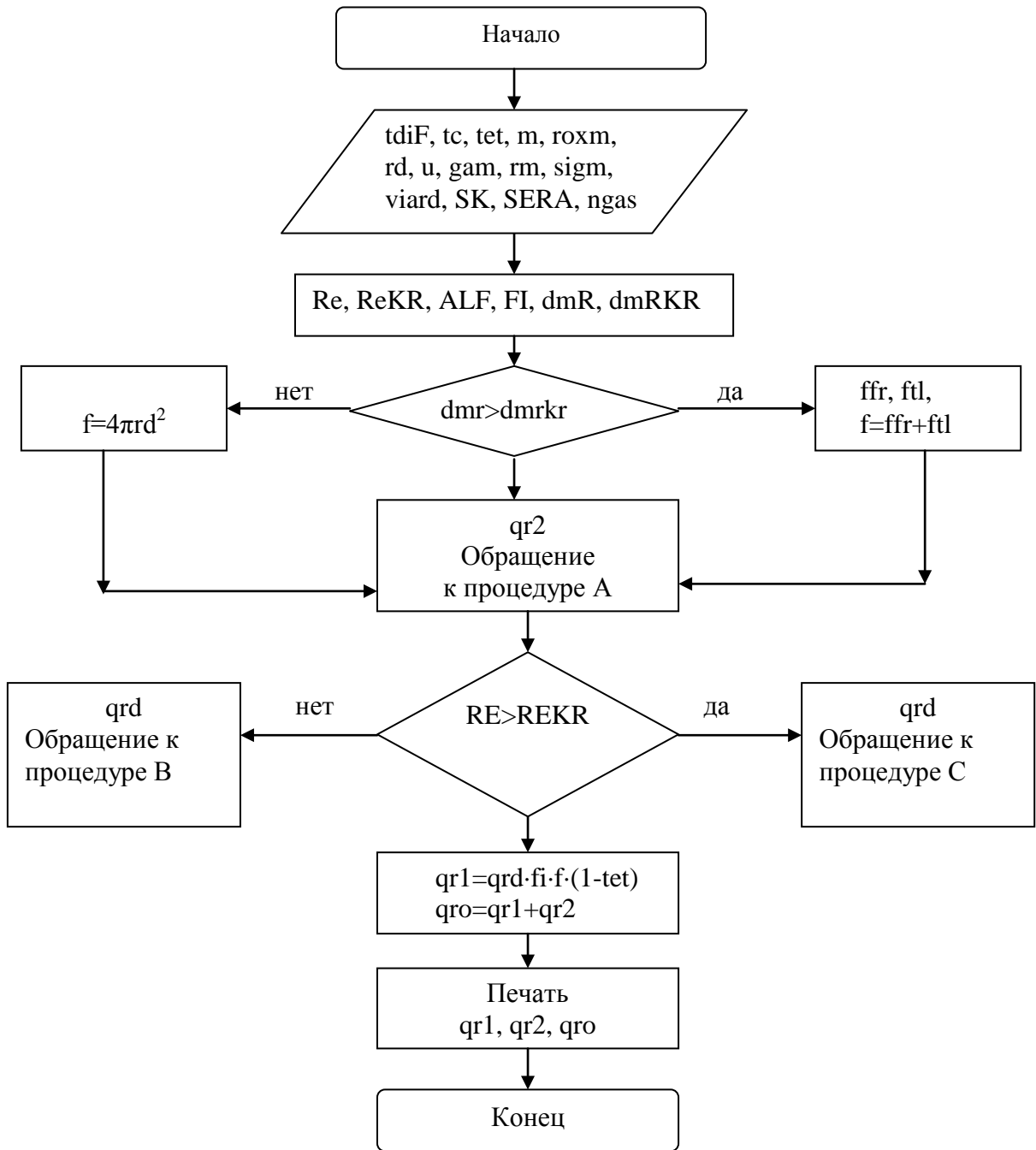


Рис. 3.5. Блок-схема компьютерного модуля по расчету удельных потоков массы удаляемого из расплава газа в объем всплывающих пузырей аргона

На рисунке 3.5: qr_1 , qr_2 , q_{ro} – диффузионный, адсорбционно-кинетический, а также полный потоки; $tdif$ – коэффициент диффузии рассматриваемого газа смеси; gox_m , tc – концентрация этого газа в объеме жидкой ванны и ее перепад относительно поверхности пузырей аргона; m – порядок реакции; tet – доля этой поверхности, занятая поверхностно-активной серой; rd , u – радиус и скорость всплывания единичного пузыря аргона; Re , d_{mr} , Re_{kr} , d_{mrkr} – безразмерные критерии и их критические значения; ALF , Fi – газосодержание жидкой ванны и известная его функция; ffr , ftl – фронтальная и тыльная части поверхности f пузырей аргона; процедуры A , B , C – компьютерные модули (процедуры), ответственные за расчет величин qr_2 и qrd .

Проведем сравнение результатов исследования процессов массопереноса дегазации жидкого металла всплывающими пузырями инертного газа на основе разработанной математической модели с данными лабораторных исследований.

Авторы работы [113] лабораторным путем исследовали дегазацию жидкого железа от растворенного азота пузырями аргона в присутствии ПАЭ. Инертный газ вдували в жидкое железо через погруженную в расплав фурму внутренним диаметром 0,1 см и наружным 0,3 см. Глубина погружения фурмы фиксировалась. Концентрация азота в каждый момент времени замерялась. Продолжительность формирования пузырей на срезе фурмы, как показали экспериментальные измерения, составила в среднем 0,055 сек.

Лабораторные исследования этих авторов показали также, что массоперенос в данном случае лимитируется адсорбционно-кинетическим актом в сочетании с диффузией.

Математическая обработка экспериментальных данных дает следующую формулу для постоянной K скорости химической реакции объединения двух атомов азота в молекулу на межфазной поверхности

$$K = \frac{3,16}{1 + 134[S] + 268[O]}. \quad (3.16)$$

Исходные данные в системе СГС для моделирования этого процесса с помощью разработанной математической модели следующие:

$$\begin{aligned} D &= 0,377 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}; & Q_N &= 0,31 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3; & T_M &= 0,1853 \cdot 10^{+4} \text{ К}; \\ K &= 0,31 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{с}; & m &= 0,376 \cdot 10^3 \text{ г}; & T_0 &= 0,3 \cdot 10^{+3} \text{ К}; \\ \mu &= 0,56 \cdot 10^{-2} \text{ г/см} \cdot \text{с}; & S_0 &= 0,1017 \cdot 10^2 \text{ см}^2; & d &= 0,1 \text{ см}; \\ \rho &= 0,7 \cdot 10^{+1} \text{ г/см}^3; & H &= 0,54 \cdot 10^{+1} \text{ см}; & \Omega &= 0,143 \cdot 10^{+1} \text{ см}^3/\text{с}. \end{aligned}$$

Концентрация поверхностно-активных кислорода и серы в расплаве железа фиксировалась на уровне $0,028 \text{ г/см}^3$ и $0,052 \text{ г/см}^3$ соответственно.

Сопоставление кривых (рис. 3.6) для расчетных (2, 3) и лабораторных (1) данных говорят об удовлетворительном согласовании. При этом качественное поведение кривых идентично. Расхождение в количественном отношении, не превосходящее 5-8 %, относится в счет известного отклонения систем «железо – азот» от состояния термодинамического равновесия [29], положенного в основу построения математической модели. Кривая 2 соответствует моделированию на ПЭВМ по уточненной модели, а кривая 3, напротив, по усредненной модели, когда массоперенос в период «прямотока» рассчитывался на основе первого члена правой части уравнения (3.11).

Кривая 4 рисунка соответствует результатам моделирования на ПЭВМ процесса массопереноса дегазации при пренебрежении ПАЭ в металле. Как следует из относительного сопоставления кривых графика, учет адсорбции ПАЭ межфазной поверхностью дает результат, значительно лучше согласующийся с экспериментальными данными.

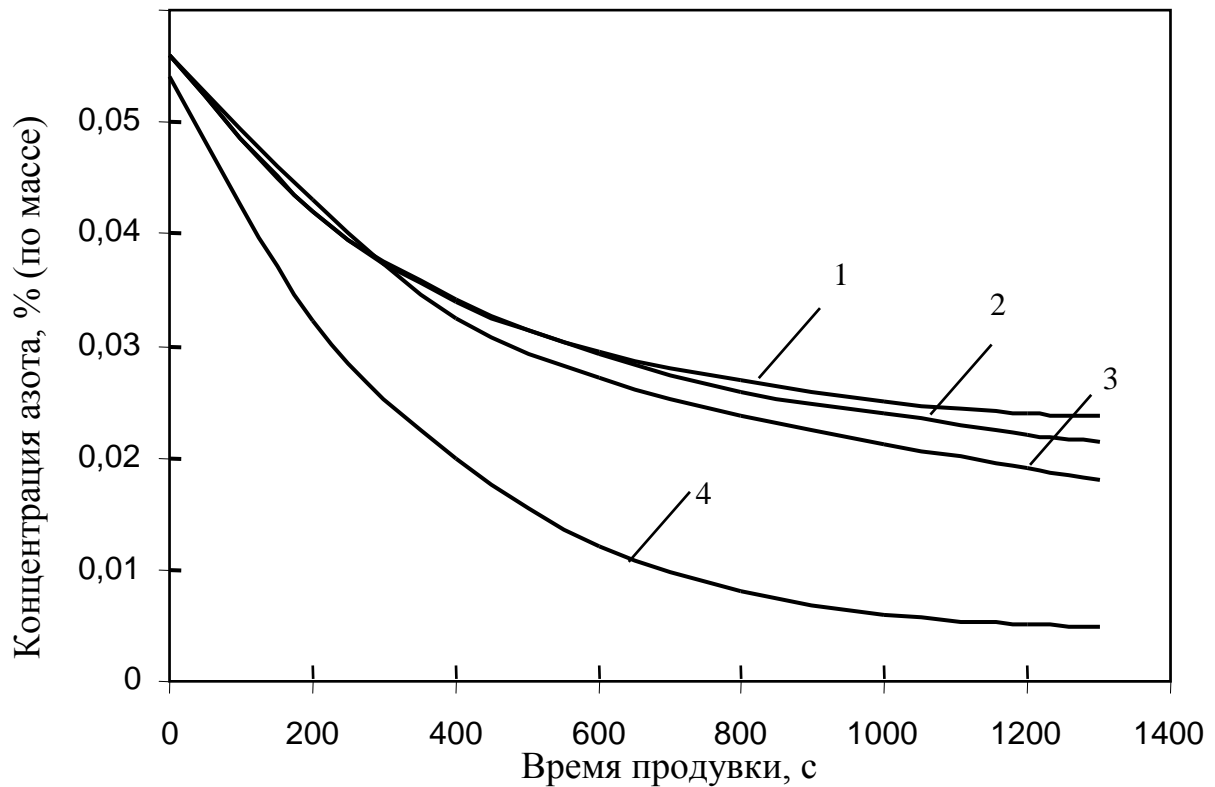


Рис. 3.6. Зависимость концентрации азота в расплаве от времени продувки: 1 – лабораторные данные; 2 – расчет по уточненной модели; 3 – расчет по усредненной модели; 4 – расчет без учета ПАЭ

Согласно теории размерностей, технология внепечной дегазации металла всплывающими пузырями аргона может быть охарактеризована в стационарном режиме продувки следующим минимальным набором определяющих гидрогазодинамических критериев

$$Re = \frac{v_0 L}{\tilde{\nu}}; \quad Eu = \frac{p_0}{\rho v_0^2}; \quad Fr = \frac{v_0^2}{gL}; \quad We = \frac{\sigma}{L p_0}. \quad (3.17)$$

Введем масштабные коэффициенты

$$m_L = \frac{L_H}{L_M}; \quad m_{\tilde{\nu}} = \frac{\tilde{\nu}_{0,H}}{\tilde{\nu}_{0,M}}; \quad m_p = \frac{p_{0,H}}{p_{0,M}}, \quad (3.18)$$

где индексы “н” и “м” относятся, соответственно, к натуральному и модельному объектам.

Условия подобия гидрогазодинамических процессов выражается следующими соотношениями:

$$\frac{p_{0,н}}{\rho_н v_{0,н}^2} = \frac{p_{0,м}}{\rho_м v_{0,м}^2}; \quad \frac{v_{0,н}^2}{gL_н} = \frac{v_{0,м}^2}{gL_м}; \quad \frac{\sigma_н}{L_н p_{0,н}} = \frac{\sigma_м}{L_м p_{0,м}}; \quad \frac{v_{0,н} L_н}{\tilde{v}_н} = \frac{v_{0,м} L_м}{\tilde{v}_м}. \quad (3.19)$$

Используя первые три равенства (3.19), получим

$$m_L = \left(\frac{\sigma_н \rho_м}{\sigma_м \rho_н} \right)^{1/2}, \quad (3.20)$$

$$m_{\tilde{v}} = \left(\frac{\sigma_н \rho_м}{\sigma_м \rho_н} \right)^{1/4}, \quad (3.21)$$

$$m_p = \left(\frac{\sigma_н \rho_н}{\sigma_м \rho_м} \right)^{1/2}. \quad (3.22)$$

Если в качестве модельной жидкости взять воду, заменяющую жидкую сталь, то значения плотности и коэффициентов поверхностного натяжения будут следующими:

$$\rho_н = 6,9 \text{ г/см}^3, \quad \rho_м = 1,0 \text{ г/см}^3, \\ \sigma_н = 1600 \text{ эрг/см}^2, \quad \sigma_м = 73 \text{ эрг/см}^2.$$

В этом случае масштабные коэффициенты выразятся значениями

$$m_L = 1,8; \quad m_{\tilde{v}} = 1,3; \quad m_p = 12,7. \quad (3.23)$$

Вводя по аналогии с (4.18) величину m_{Re}

$$m_{Re} = \frac{Re_n}{Re_m} = \left(\frac{L_n}{L_m} \right) \cdot \left(\frac{v_{0,n}}{v_{0,m}} \right) \cdot \left(\frac{\tilde{v}_m}{\tilde{v}_n} \right) = (m_L / m_{\tilde{v}}) \left(\frac{v_{0,n}}{v_{0,m}} \right)$$

и, учитывая найденные значения $(m_L, m_{\tilde{v}})$, получим

$$m_{Re} = 1,4 \cdot (v_{o,n} / v_{o,m}) \neq 1. \quad (3.24)$$

Таким образом, последнее из условий подобия (3.19) гидрогазодинамических процессов в общем случае проблематично, откуда следует проблематичность точного количественного «холодного» моделирования для выбранной модельной жидкости. Как показали расчетные оценки, аналогичное утверждение можно сделать и для целого ряда других жидкостей, выступающих в качестве модельных. При соблюдении, однако, условия автомодельности, для которого режим продувки, определяемый ее интенсивностью, в том и в другом случаях является пузырьковым, можно прогнозировать качественную (но не количественную) идентичность гидрогазодинамических процессов на натуральном и модельном объектах.

Для определения концентрации хлора (модель рис. 3.7 с описанием в главе 2) применялись следующие компоненты: фарфоровая чашка; капельница с соляной кислотой; биретка для титрования (5 мл); титрованный раствор метилоранжа; при этом один титр метилоранжа равен 0,005 % (по массе); мерные колбы для отбора проб воды (100 мл).

Соляную кислоту использовали для создания кислой среды. Расход кислоты – 3 капли на 100 мл воды.

Продувка жидкости воздухом продолжалась до заданного значения концентрации хлора в воде.

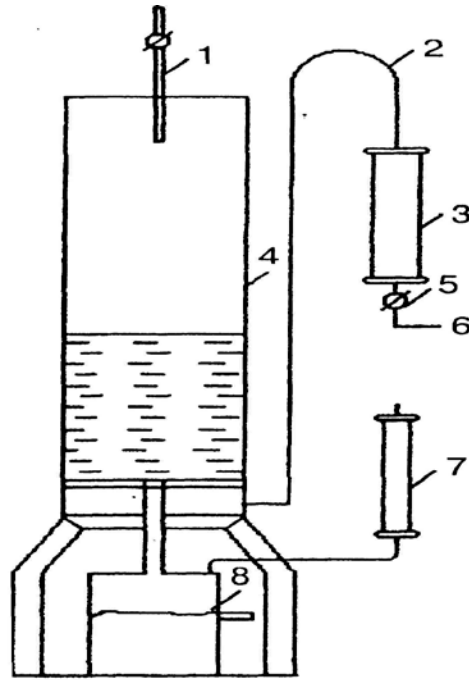


Рис. 3.7. Модель лабораторной установки: 1 – водопровод; 2 – воздухопровод; 3,7 – ротаметры; 4 – реактор; 5 – кран; 6 – магистраль; 8 – отстойник

Степень дегазации раствора определяется по формуле

$$\varepsilon = \frac{[Cl]_0 - [Cl]_K}{[Cl]_0} \cdot 100,$$

где $[Cl]_0, [Cl]_K$ - концентрация хлора до и после продувки.

Результаты экспериментальных исследований [161, 162] по интенсификации конвективного массопереноса приведены на рис. 3.8, из которого следует, что при фиксированном времени продувки (в режиме «противотока»: $\tau = \tau_{\text{вып}}$) с ростом высоты столба жидкости увеличивается степень дегазации. Кроме того, зависимость $\varepsilon(\Omega)$, определяющая интенсификацию процессов конвективного массопереноса, независимо от N достигает насыщения.

На рис. 3.9 приведён график изменения во времени $\tilde{\tau} = \tau / \tau_{\text{вып.}}$ степени ε дегазации при различной интенсивности продувки в смешанном её режиме. Необходимо отметить тенденцию достижения линии насыщения по прошествии определённого промежутка времени продувки (на рис. 3.8 насыщение имело место при изменении параметра Ω).

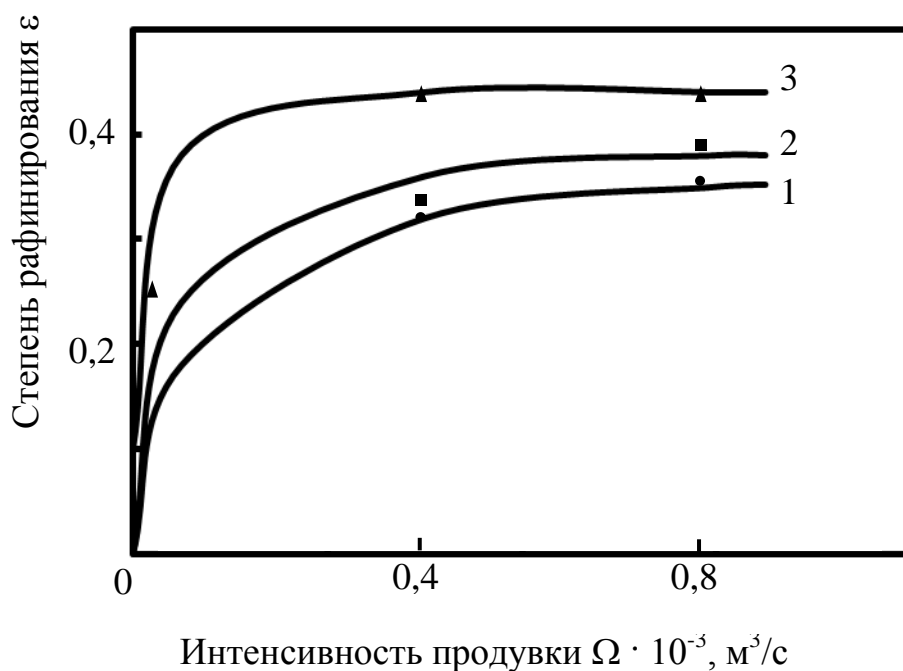


Рис.3.8. Зависимость степени рафинирования от интенсивности продувки и глубины жидкой ванны: 1 – $H_0 = 0,1$ м, прямоток, $\tau = \tau_{\text{вып.}}$; 2 – $H_0 = 0,1$ м, противоток; 3 – $H_0 = 0,3$ м, противоток, переходящий в прямоток, $\tau = \tau_{\text{вып.}}$.

При превышении этого времени после завершения выпуска жидкости в реактор продувка с оптимальной интенсивностью становится неэффективной. Кроме того, при увеличении Ω линия насыщения достигается раньше.

Отметим, что эти результаты «холодного» моделирования распространяются только на пузырьковый режим внедрения продувочного газа в жидкость, то есть, как показывают оценки, при значениях Ω не более

$$1,0 \cdot 10^{-3} \frac{\text{М}^3}{\text{с}}$$

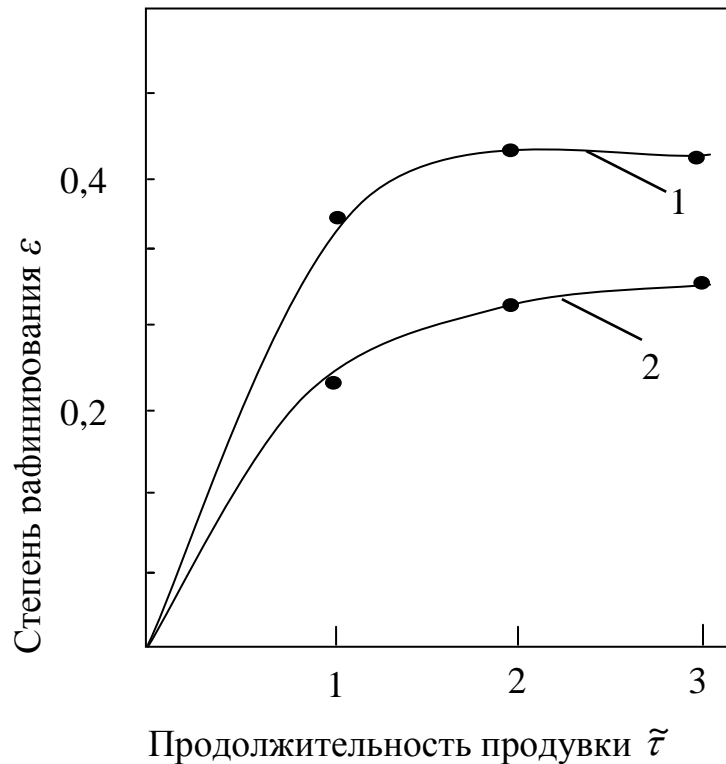


Рис. 3.9. Зависимость степени рафинирования от продолжительности и интенсивности продувки в смешанном режиме:

$$1 - \Omega = 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}; \quad 2 - \Omega = 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$$

Полученные результаты в качественном отношении можно распространить на случай интенсификации конвективного массопереноса реального технологического процесса рассредоточенной продувкой через днище ковша в период выпуска металла из печи (противоток) и продолжении продувки по завершению длительности этого периода.

Результаты холодного моделирования качественно согласуются с расчётами по математической модели. Так, рис. 3.8 подтверждает тезис о том, что с ростом высоты ванны эффективность массопереноса увеличивается.

Вместе с тем, из рис. 3.9 следует, что продувка с оптимальной интенсивностью позволяет добиться основного вклада в дегазацию уже при

$\tilde{\tau} = 1$, а при $\tilde{\tau} > 1$ эффективность массопереноса снижается, что также находится в качественном согласии с результатами математического моделирования.

3.2 Способ энергоресурсосбережения при интенсификации процессов тепломассопереноса

В странах СНГ современная технология внепечной дегазации жидкой стали рассредоточенной по днищу ковша продувкой аргоном с использованием импортных огнеупорных блоков с направленной пористостью пока еще не получила распространения. Вместе с тем отечественная огнеупорная промышленность аналогичные блоки пока еще не в состоянии производить.

В случае использования пористых элементов, равномерно распределенных по сечению днища рафинировочной емкости, пузыри аргона проходят через весь объем металла, что, как отмечалось выше, повышает эффективность использования аргона. Продувка расплава аргоном с целью интенсификации процессов тепломассопереноса совмещена по времени с выпуском металла в ковш, что исключает необходимость значительного перегрева расплава. В этом, в частности, состоит простота и доступность способа обработки металла при атмосферном давлении в сравнении с вакуумированием, которое очень трудно совместить с выпуском расплава.

Высокое содержание фосфора в печном шлаке является причиной необходимости выпуска плавов на нижнем пределе температуры металла при практически полном отсутствии печного покровного шлака в ковшах.

В противном случае возможен процесс рефосфорации. Это обстоятельство и требование энергоресурсосбережения приводят к необходимости ограничения длительности продувки временем выпуска расплава из сталеплавильного агрегата в ковш. При этом для изоляции зеркала металла

должна использоваться соответствующая присадка шлакообразующей смеси.

Численные значения параметров, формирующих исходные данные к программе расчета на ПЭВМ:

- а) плотность металла и глубина вакуума $\rho_m = 6,9 \text{ г/см}^3$, $\rho_v = 1 \text{ кПа}$;
- б) температура металла и окружающей среды $T_m = 1853 \text{ К}$, $T_0 = 300 \text{ К}$;
- в) динамическая вязкость металла $\mu_m = 0,058 \text{ г/(см}\cdot\text{с)}$;
- г) молекулярные и атомные массы газов $A_{H_2} = 2 \text{ г/моль}$, $A_{CO} = 28 \text{ г/моль}$;
 $A_C = 12 \text{ г/моль}$; $A_O = 16 \text{ г/моль}$; $A_{Ar} = 40 \text{ г/моль}$;
- д) коэффициенты диффузии газов в расплаве железа $D_H = 0,15 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$, $D_O = 0,128 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$, $D_C = 0,192 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$;
- е) постоянные равновесия газов $K_H = 0,343 \cdot 10^{-7} \text{ г}^{+0,5} \text{ см}^{-2,5} \cdot \text{с}$,
 $K_{CO} = 0,928 \cdot 10^{11} \text{ г}^{-1} \text{ см}^{+5} \cdot \text{с}^{-2}$;
- ж) геометрические размеры ковша, толщина слоя шлака и диаметр поры $H_O = 400 \text{ см}$, $S_K = 0,8 \cdot 10^5 \text{ см}^2$, $H_{ш} = 25 \text{ см}$, $d_n = 0,06 \text{ см}$;
- з) масса металла в заполненном ковше $m_M = 0,22 \cdot 10^9 \text{ г}$.
- и) длительность слива расплава в ковш $\tau_{выл} = 1200 \text{ с}$.

Концентрация серы в пробах металла может достигать больших значений. Являясь поверхностно-активным элементом, сера существенно замедляет тепломассоперенос водорода из металла в аргонные пузыри. Это приводит к значительному увеличению удельного расхода аргона для достижения заданной степени рафинирования расплава от водорода. При этом, если удалению растворенного кислорода способствует наличие в металле углерода, вследствие чего кислород в виде газа СО проникает в аргонные пузыри, то сера в рассматриваемом приближении выносится лишь в незначительном количестве (в адсорбированном виде на поверхности пу-

зырей).

Влияние серы на удаление водорода из жидкого металла сводится к следующим основным факторам:

а) изменение коэффициента поверхностного натяжения металла;

б) увеличение части пузырьковой поверхности, занятой ПАЭ, вследствие чего доля диффузионного теплопереноса водорода через открытую часть этой поверхности уменьшается;

в) изменение результирующего коэффициента массопереноса водорода через пленку ПАЭ на поверхности пузырей за счет присутствия в пленке атомов серы.

При расчете коэффициента поверхностного натяжения жидкого металла в условиях одновременного присутствия в нем кислорода и серы, а также вычисление доли пузырьковой поверхности, покрытой пленкой атомов серы, исходим из соотношения коэффициентов адсорбции серы и кислорода, равной 0,5 [113]. В первом приближении это дает основание заменить концентрацию серы при определении указанных величин для железа эквивалентной (в два раза меньшей) концентрацией кислорода и провести расчет σ и θ по графикам, представленным в работе [29].

Результирующий коэффициент массопереноса водорода из жидкого железа через пленку ПАЭ, состоящей из кислорода и серы, определяется по формуле

$$k_2 = \frac{k_{2,0} \cdot [O] + k_{2,S} \cdot [S]}{[O] + [S]}, \quad (3.25)$$

где $k_{2,0}$ и $k_{2,S}$ находятся для каждой концентрации кислорода и серы обработкой графиков [99].

Для стали наличие кислорода в расплаве имеет известную специфику, вследствие чего, в частности, влиянием блокирования пленкой атомов

серы части пузырьковой поверхности на процесс образования газа СО пренебрегаем в силу существенно большей поверхностной активности кислорода по сравнению с серой. Образование окиси углерода на межфазной поверхности блокирует факторы а) – в) применительно к кислороду.

В исходные данные к программе расчета на ПЭВМ закладывалась концентрация серы [S], равная 0,02 %.

Зависимость ε от глубины ванны (рис. 3.10) следует из того, что при возрастании последней пузыри инертного газа в большей степени насыщаются водородом и, следовательно, при заданной интенсивности продувки больше удаляется водорода из ванны по завершению выпуска металла.

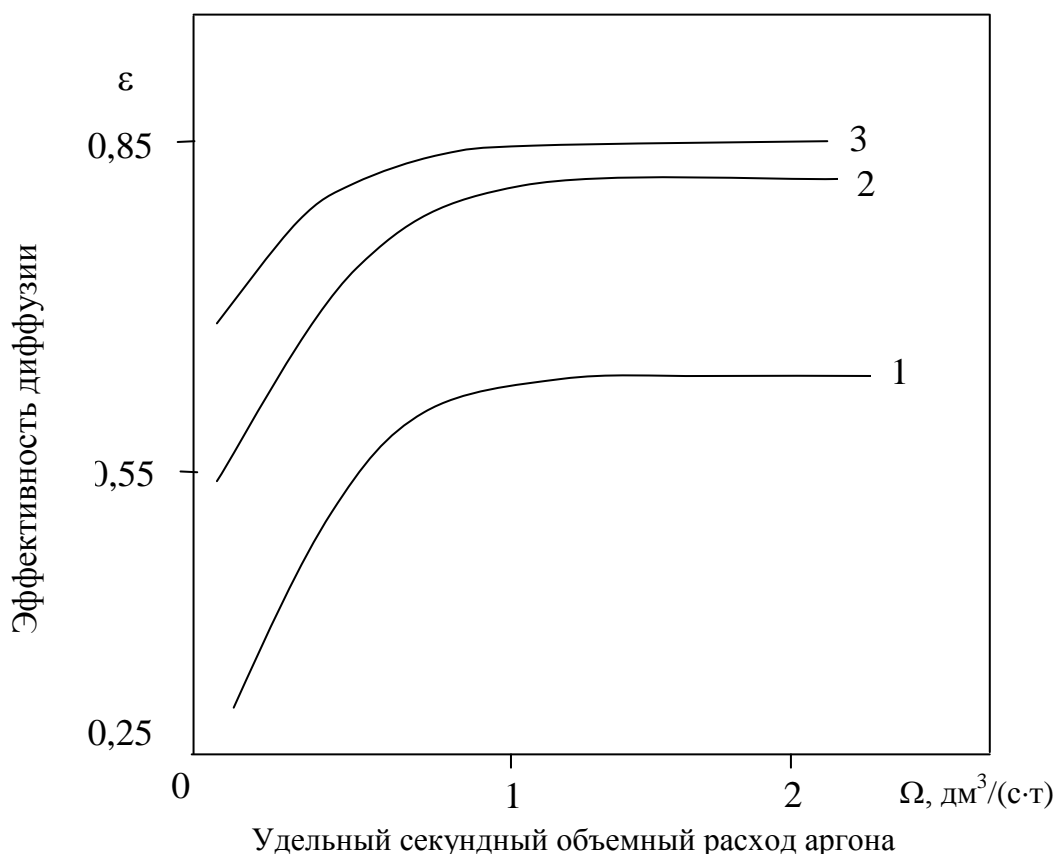


Рис. 3.10. Зависимость эффективности конвективной диффузии водорода в жидкой стали при различной глубине ванны от удельного секундного объемного расхода аргона:

1 – $H = 1$ м; 2 – $H = 2$ м; 3 – $H = 3$ м;
 $T_M = 1600$ °С; $M = 220$ т; $[C] = 0,7$ %; $[S] = 0,02$ %

Из рассматриваемого рисунка следует, что с увеличением глубины ванны степень насыщения пузырей водородом увеличивается, но до некоторого предела, что следует из сближения кривых с возрастанием H_M . В каждом конкретном варианте интенсификации технологии необходимо в программу расчета на ПЭВМ заложить свой набор исходных данных, после чего рассматриваемая компьютерная программа выдает значение энергоресурсосберегающей интенсивности продувки.

Имеет место снижение рафинирующей \tilde{m}_{H_2} способности пузырей аргона при увеличении Ω , как фактора интенсификации процессов тепло-массопереноса.

На рис. 3.11 приведен график зависимости эффективности конвективной диффузии водорода в стали (степени дегазации) в функции времени продувки при ее продолжении после выпуска расплава. Кривые 1,2 и 3 соответствуют различным концентрациям поверхностно-активной серы. Как следует из этого графика, при продолжении продувки после момента $\tau = \tau_{вып.}$ как правило, можно добиться большего ε . Однако $d\varepsilon/d\tau$ при $\tau > \tau_{вып.}$ ниже. Это находится в качественном согласии с научными данными, поскольку эффективность процессов конвективной диффузии возрастает с увеличением концентрации удаляемого газа и, соответственно, уменьшается при понижении этой концентрации. Кроме того, период «противотока» интенсифицирует тепло-массоперенос. Характер поведения кривых этого графика находится в качественном согласии с проведенными автором лабораторными исследованиями. Следовательно, интенсификация процессов тепло-массопереноса в период выпуска металла и ограничение продувки расплава на оптимальной интенсивности этим периодом вносит вклад в повышение производительности агрегата внепечной обработки металла энергоресурсосберегающим способом.

Из рис. 3.11 следует, что с увеличением концентрации серы, кривая $\varepsilon(\tau)$ идет ниже, что связано с адсорбцией поверхностно – активной серы на

пузырьковой поверхности и, соответственно, блокированием ее части для тепломассопереноса удаляемого водорода через границу раздела фаз. При этом, увеличение концентрации ПАЭ, как известно, приводит к увеличению площади блокирования, что ведет за собой снижение ε .

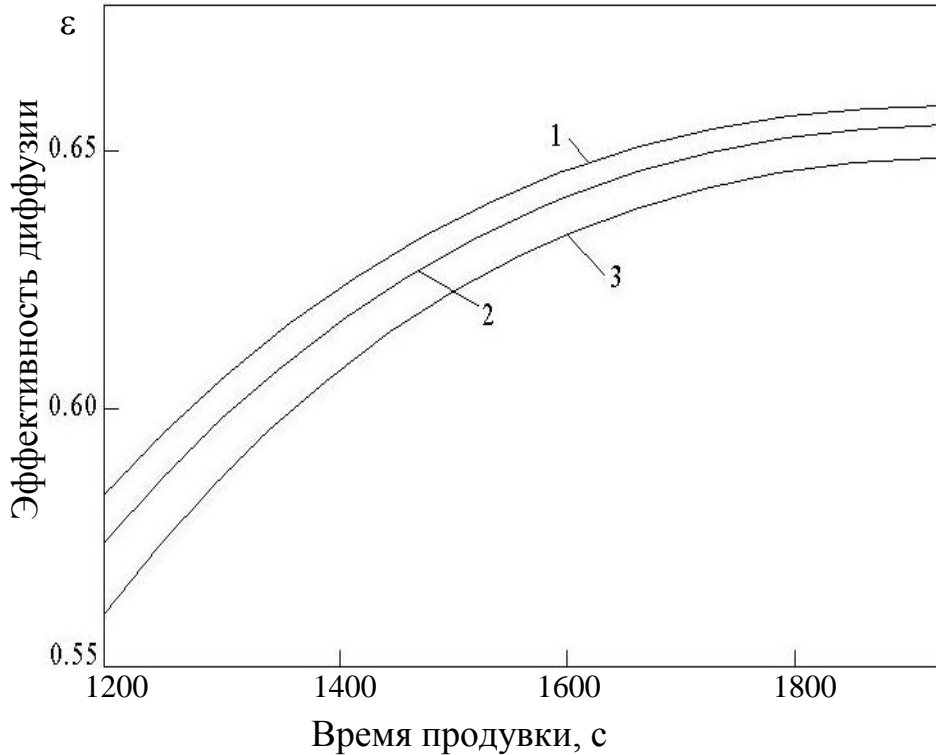


Рис. 3.11. Зависимость эффективности конвективной диффузии водорода в металле от времени продувки:

1 – $[S] = 0,025 \%$; 2 – $[S] = 0,030 \%$; 3 – $[S] = 0,035 \%$; $t_{\text{вып.}} = 1200 \text{ с}$;
 $T_{\text{м}} = 1600 \text{ }^{\circ}\text{C}$; $M = 220 \text{ т}$; $[C] = 0,7 \%$; $[S] = 0,02 \%$

График зависимости степени раскисления жидкой стали от интенсивности продувки аргоном приведен на рис. 3.12. Как отмечалось выше, удалению растворенного в металле кислорода благоприятствует наличие в расплаве углерода, вследствие чего кислород в виде газа CO поступает в пузыри инертного газа и выносится с ним в атмосферу.

Из рис. 3.12 следует, что степень раскисления стали уменьшается с убыванием начальной концентрации кислорода, что находится в согласовании (по аналогии с водородом) с данными современной науки. Таким

образом, рекомендации по интенсификации процессов тепломассопереноса в равной степени относятся и к удалению из расплава растворенного в нем кислорода.

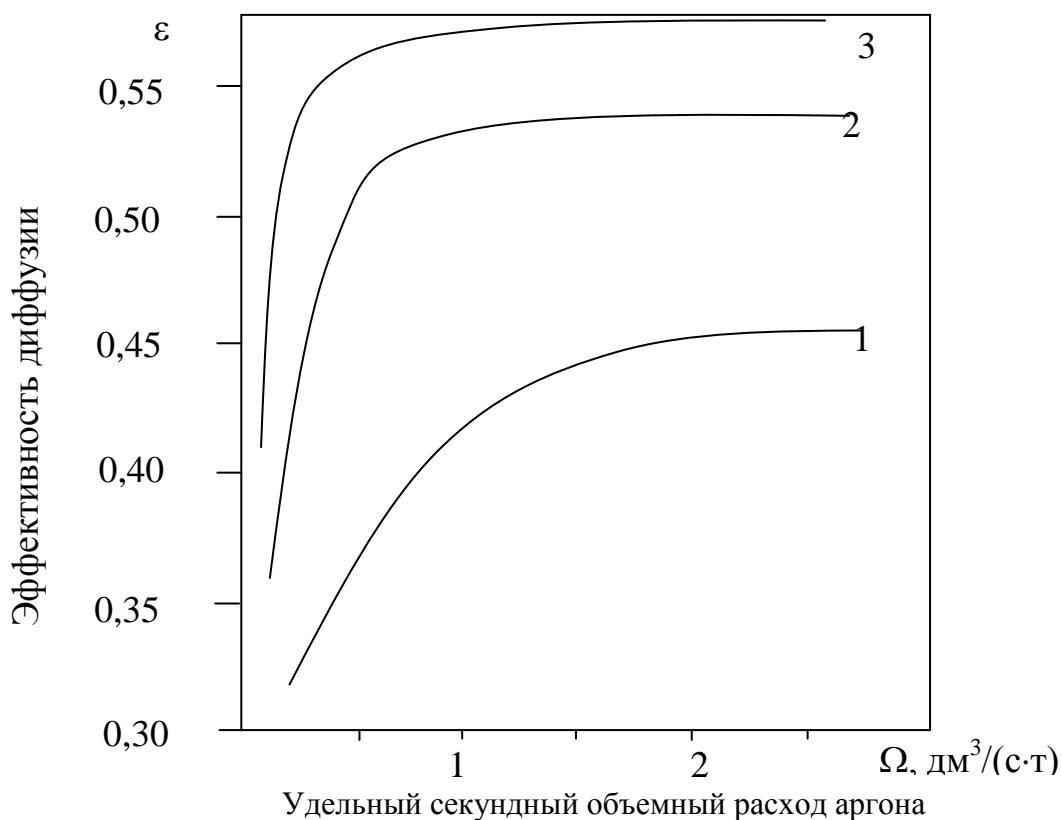


Рис. 3.12. Зависимость эффективности конвективной диффузии в жидкой стали при различной начальной концентрации кислорода:

1 – $[O] = 0,002 \%$; 2 – $[O] = 0,004 \%$; 3 – $[O] = 0,006 \%$;

$T_M = 1600 \text{ } ^\circ\text{C}$; $M = 220 \text{ т}$; $[C] = 0,7 \%$; $[S] = 0,02 \%$

На рис. 3.13 показана зависимость эффективности конвективной диффузии водорода в металле при различных концентрациях растворенного в жидкой ванне кислорода. Монотонно возрастающая зависимость обусловлена наличием химической реакции $[O] + [C] = \{CO\}$, протекающей на поверхности пузырей аргона. Вхождение окиси углерода в эти пузыри приводит к дополнительному увеличению их объема, т.е. площади межфазной поверхности «металл-аргон». Последнее интенсифицирует тепломассоперенос при внепечной дегазации стали от водорода, приводя к увеличению степени дегазации за фиксированный отрезок времени обработки металла.

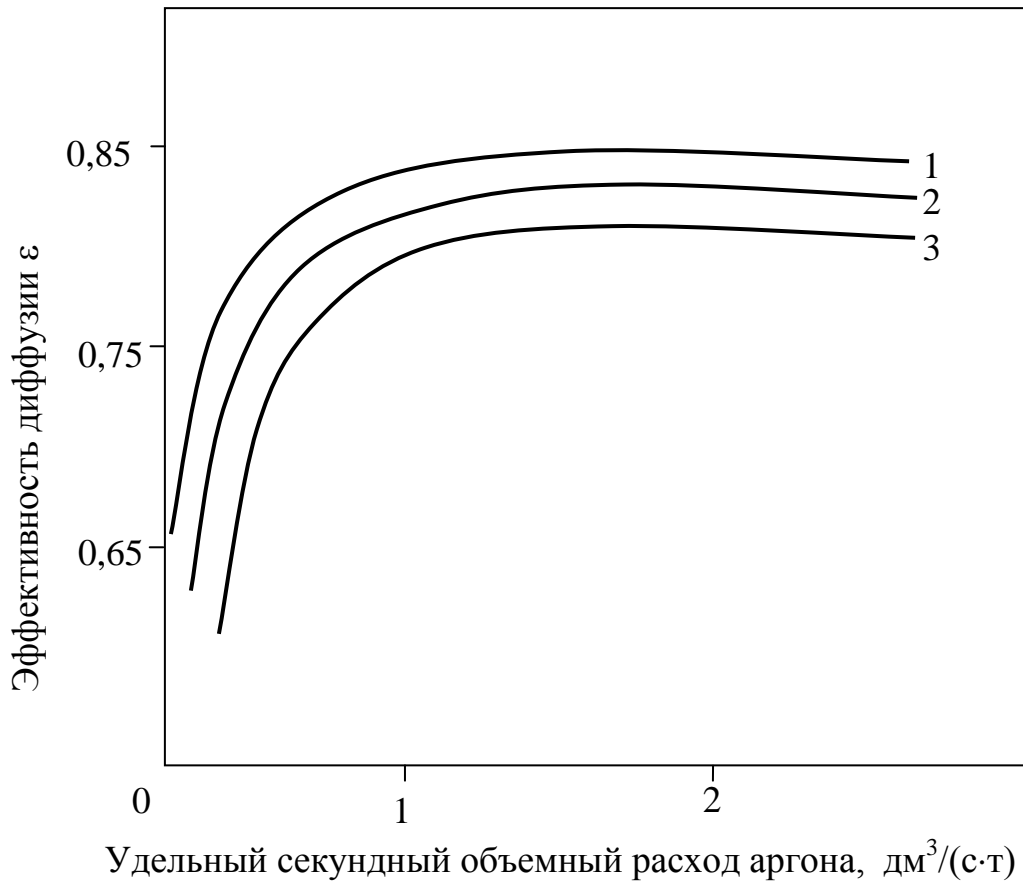


Рис. 3.13. Зависимость эффективности конвективной диффузии водорода в жидкой стали при различной концентрации [O] от удельного секундного объемного расхода аргона в период выпуска металла из плавильной печи:

1 – [O] = 0,0045 %; 2 – [O] = 0,0040 %; 3 – [O] = 0,0035 %;
 $T_m = 1600 \text{ }^\circ\text{C}$; $M = 220 \text{ т}$; [C] = 0,7 %; [S] = 0,02 %

Рис. 3.14 и 3.15 отражают зависимость от интенсивности продувки безразмерных масс водорода и окиси углерода в единичном пузырьре. Как следует из графиков, при повышении Ω их величины уменьшаются. Это связано с тем, что увеличение интенсивности продувки влечет за собой возрастание скорости всплывания в жидкой ванне пузырьков аргона, и они не успевают поглотить за время их всплытия в металле достаточное количество водорода и окиси углерода.

График на рис. 3.14 также свидетельствует о благоприятном воздействии кислорода на поступление водорода в пузыри аргона.

Повышение массы окиси углерода в пузыре при увеличении концентрации растворенного в жидкой ванне кислорода (рис. 3.15) имеет место для высокоуглеродистых сталей. В этом случае поступление кислорода на поверхность пузырей аргона для химической реакции образования окиси углерода является лимитирующим звеном тепломассопереноса. Отсюда и следует, что скорость поступления молекул этого газа в аргонную фазу и концентрация кислорода в расплаве находятся для высокоуглеродистых сталей в монотонно возрастающей связи.

Из рисунка 3.16 следует, что возрастание $[O]$ приводит к увеличению отношения (m_{CO} / m_{H_2}) при различной концентрации поверхностно-активной серы. Это свидетельствует о большем влиянии концентрации кислорода в расплаве на формирование окиси углерода, чем на диффузию водорода к пузырям аргона. При этом повышение концентрации серы в жидкой ванне влечет за собой увеличение отношения (m_{CO} / m_{H_2}) . Это объясняется тем, что сера слабо влияет на образование окиси углерода на поверхности пузырей по причине существенно большей поверхностной активности кислорода, чем серы. Вместе с тем, отрицательное влияние серы на диффузию водорода к поверхности «металл-аргон» существенно выше.

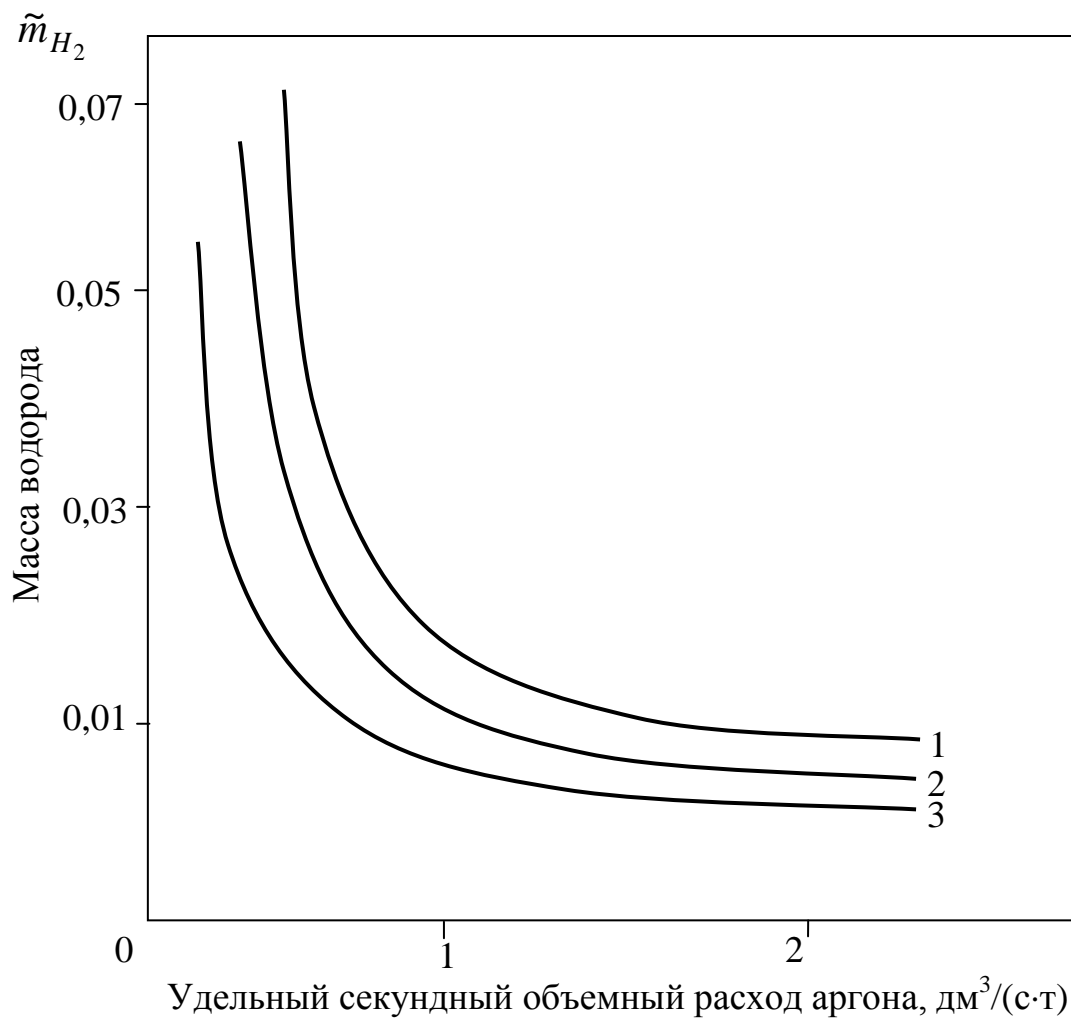


Рис. 3.14. Зависимость \tilde{m}_{H_2} от удельного секундного объемного расхода аргона при различной концентрации кислорода в расплаве

$$(\tilde{m}_{H_2} = m_{H_2} / m_{Ar}):$$

1 – $[O] = 0,0045 \%$; 2 – $[O] = 0,0040 \%$; 3 – $[O] = 0,0035 \%$;
 $T_m = 1600 \text{ } ^\circ\text{C}$; $M = 220 \text{ т}$; $[C] = 0,7 \%$; $[S] = 0,02 \%$

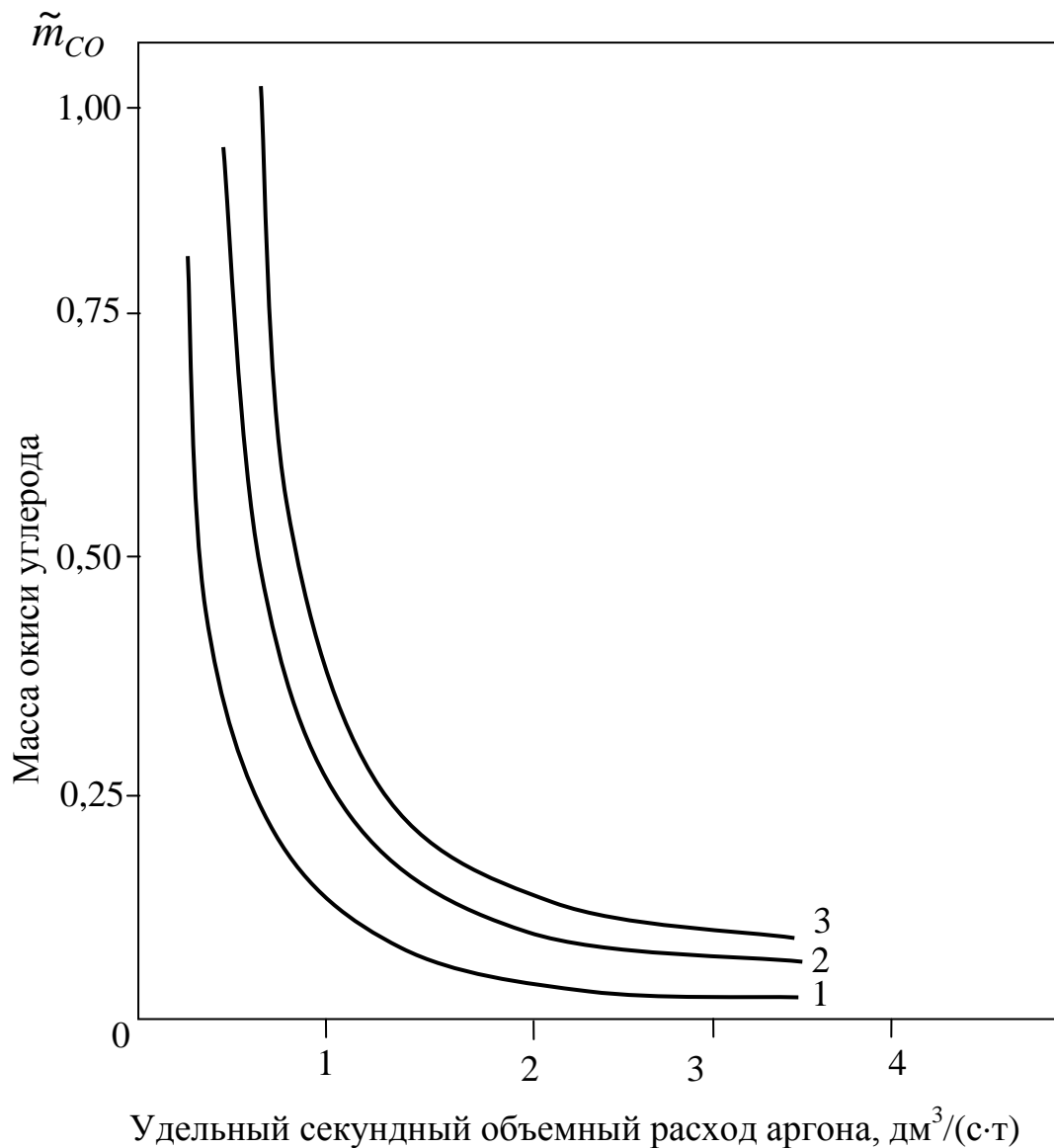


Рис. 3.15. Зависимость \tilde{m}_{CO} от удельного секундного объемного расхода аргона при различной концентрации кислорода в расплаве стали

$$(\tilde{m}_{CO} = m_{CO} / m_{Ar}):$$

- 1 – [O] = 0,0035 %; 2 – [O] = 0,0040 %; 3 – [O] = 0,0045 %;
 $T_m = 1600 \text{ }^{\circ}\text{C}$; $M = 220 \text{ т}$; [C] = 0,7 %; [S] = 0,02 %

Зависимость концентрации водорода в жидкой стали от количества циклов порционного вакуумирования с продувкой аргоном в патрубке вакууматора представлена на рис. 3.17. Отметим снижение эффективности процессов тепломассопереноса в жидкой ванне с увеличением номера цикла.

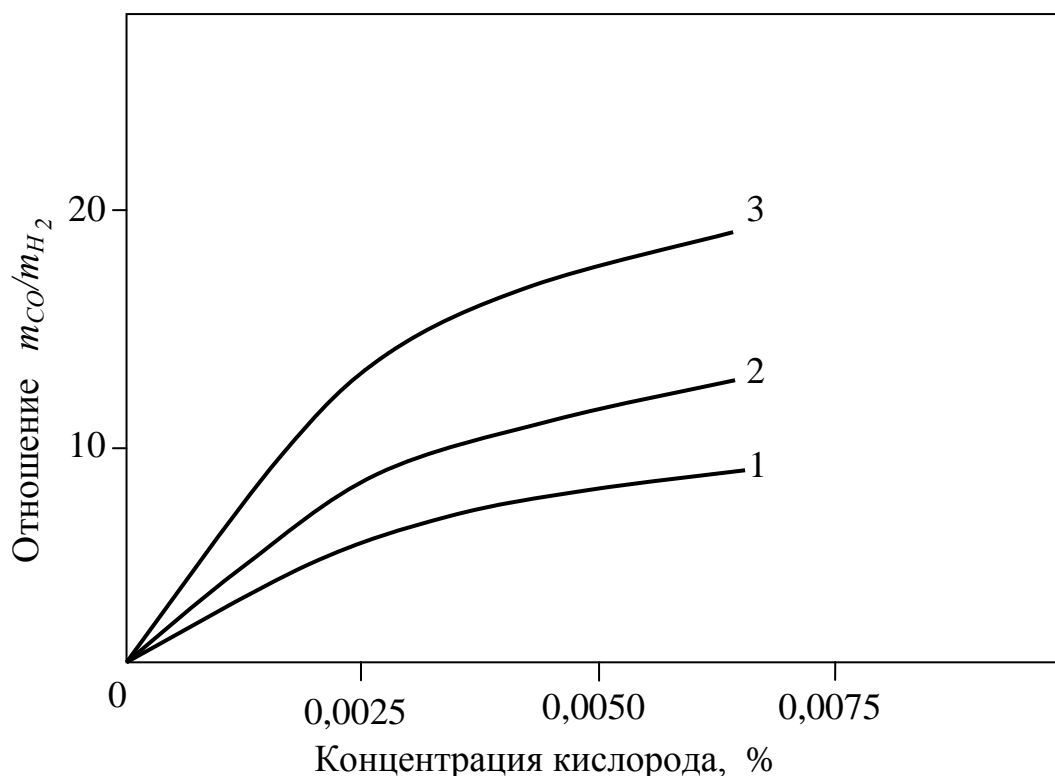


Рис. 3.16. Зависимость отношения m_{CO}/m_{H_2} от концентрации кислорода при различном содержании ПАЭ (серы) в расплаве стали:
 1 – [S] = 0,02 %; 2 – [S] = 0,03 %; 3 – [S] = 0,04 %;
 $T_m = 1600 \text{ } ^\circ\text{C}$; $M = 220 \text{ т}$; [C] = 0,7 %; $\Omega = 1 \text{ дм}^3/(\text{с}\cdot\text{т})$

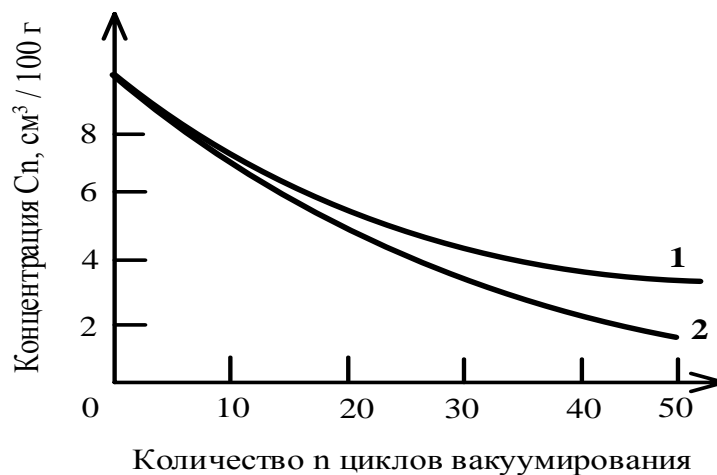


Рис. 3.17. Зависимость концентрации водорода C_n от количества n циклов вакуумирования: 1 – $\Omega = 0$; 2 – $\Omega = 1 \text{ дм}^3/(\text{с}\cdot\text{т})$

На рис. 3.18-3.21 показаны графики степени дегазации от водорода расплава раскисленной стали в функции технологических параметров для

способа обработки металла малой емкости ($m_m=30\text{т}$) в вакуум-камере ($[c] = 0,7 \%$, $T_m = 1853 \text{ К}$).

Как следует из этих рисунков, снижение давления в вакуум-камере приводит к интенсификации процессов тепломассопереноса. При этом увеличение концентрации $[S]$ поверхностно-активной серы (рис. 3.18), диаметра d_n пор продувочного устройства (рис. 3.19), уменьшение глубины жидкой ванны (рис. 3.20) и снижение интенсивности Ω продувки металла аргоном ($\Omega < \Omega_{opt}$, рис. 3.21), снижают эффективность тепломассообменных процессов и отрицательно сказываются на интенсификации технологии.

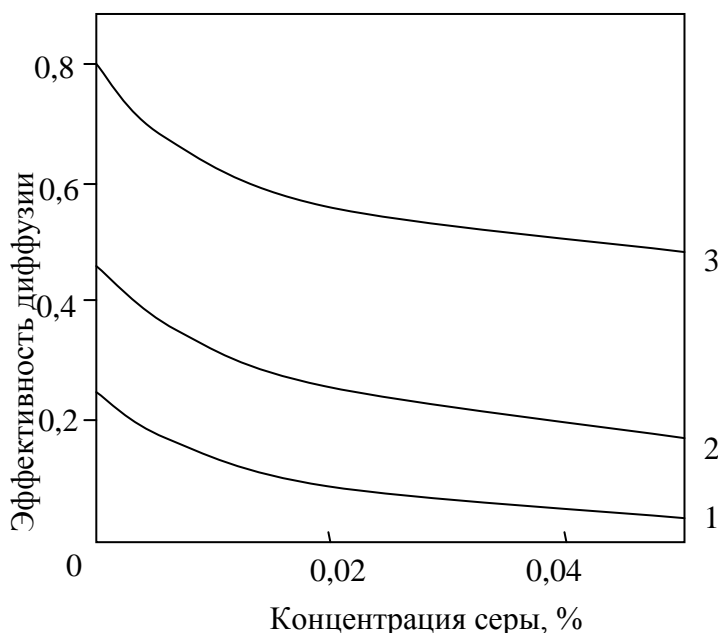


Рис. 3.18. Зависимость эффективности диффузии в расплаве раскисленной стали от концентрации поверхностно-активной серы:

1 – P=600 Па; 2 – P=400 Па; 3 – P=200 Па;

$T_m = 1600 \text{ }^\circ\text{C}$; $M = 30 \text{ т}$; $[C] = 0,7 \%$

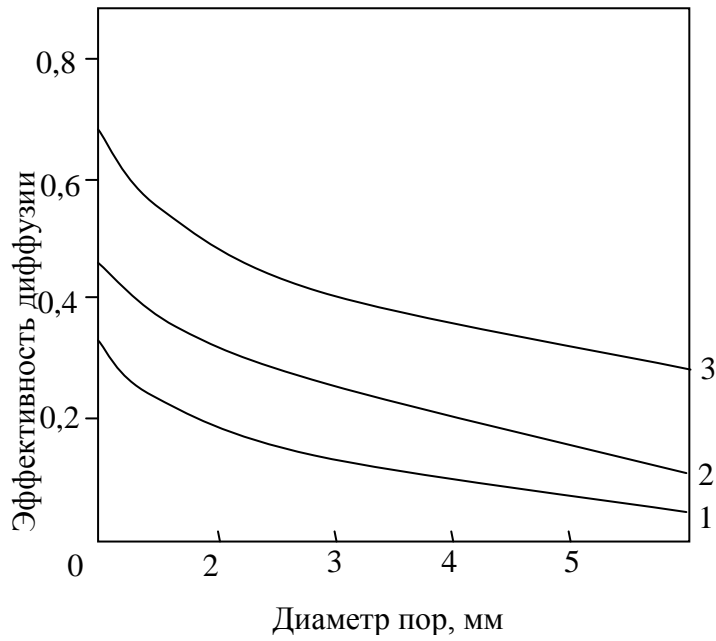


Рис. 3.19. Зависимость эффективности диффузии в расплаве раскисленной стали от диаметра пор продувочного устройства:
 1 – $P=600$ Па; 2 – $P=400$ Па; 3 – $P=200$ Па;
 $T_M = 1600$ °С; $M = 30$ т; $[C] = 0,7$ %; $[S] = 0,02$ %

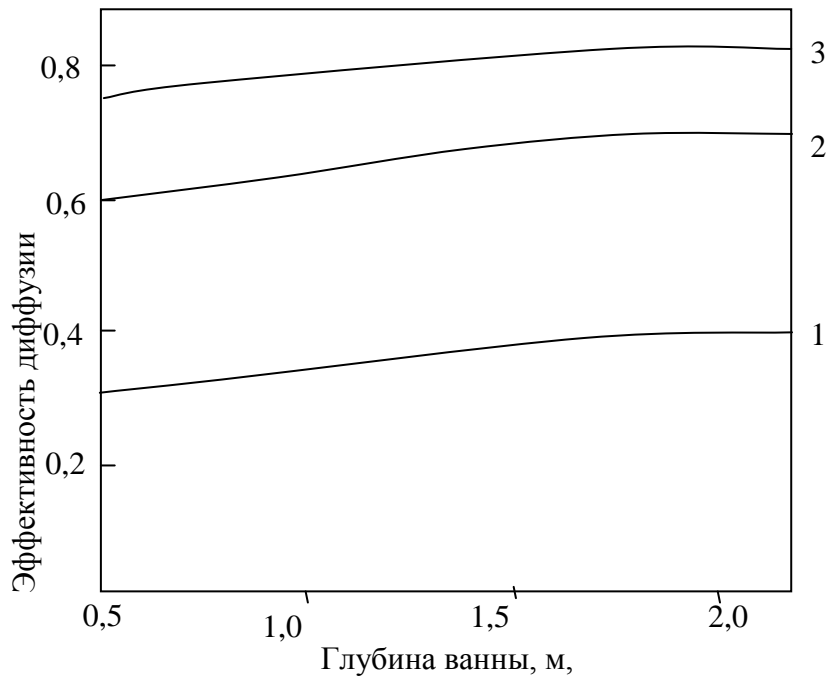


Рис. 3.20. Зависимость эффективности диффузии в расплаве раскисленной стали от глубины жидкой ванны: 1 – $P=600$ Па; 2 – $P=400$ Па; 3 – $P=200$ Па;
 $T_M = 1600$ °С; $M = 30$ т; $[C] = 0,7$ %; $[S] = 0,02$ %

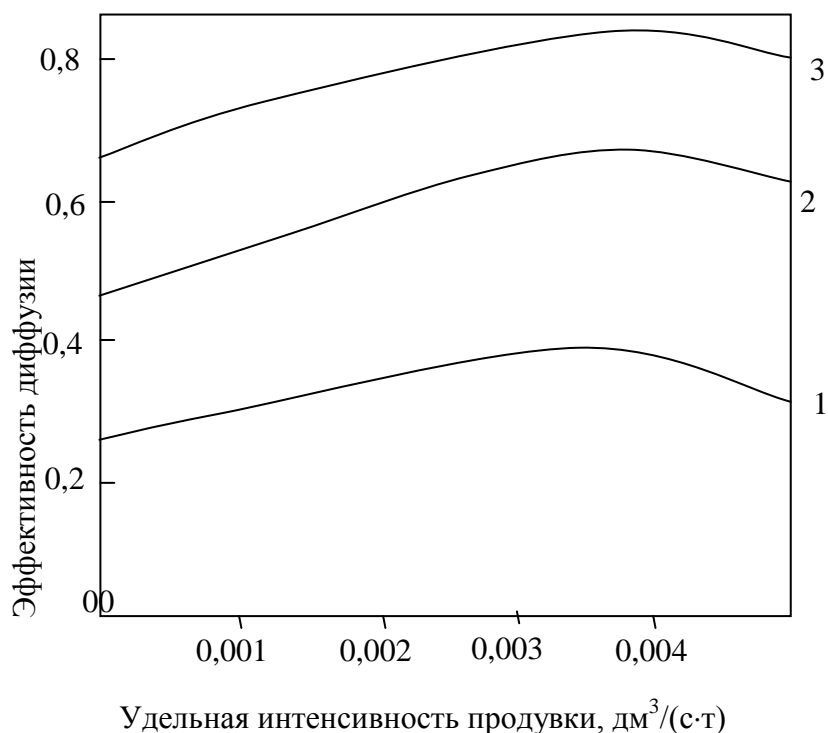


Рис. 3.21. Зависимость эффективности диффузии в расплаве раскисленной стали от удельной интенсивности рассредоточенной по огнеупорному блоку с направленной пористостью продувки аргоном: 1 – P=600 Па; 2 – P=400 Па; 3 – P=200 Па; $T_m = 1600^{\circ}\text{C}$; M = 30 т; [C] = 0,7 %; [S] = 0,02 %

На рис. 3.22 показана зависимость отношения ($\varepsilon_Q/\varepsilon_V$) при различных интенсивностях Ω ввода аргона в металл и глубины V вакуума. Как следует из этого графика, при интенсификации процессов тепломассопереноса путем повышения Ω вклад продувки в общую степень рафинирования металла от водорода растет, достигая 3-х и даже 5-ти кратного превосходства над вакуумированием в зависимости от глубины вакуума. Следовательно, с целью сбережения материальных и энергоресурсов можно для марок стали, не относящихся к высшему сорту, отказаться от вакуумирования при оптимальном значении интенсивности рассредоточенной по днищу ковша продувки металла аргоном.

Исследования по внепечной дегазации металла продувкой аргоном в условиях усовершенствованного вида порционного вакуумирования проводились с участием автора в электросталеплавильном цехе Донецкого ме-

таллургического завода.

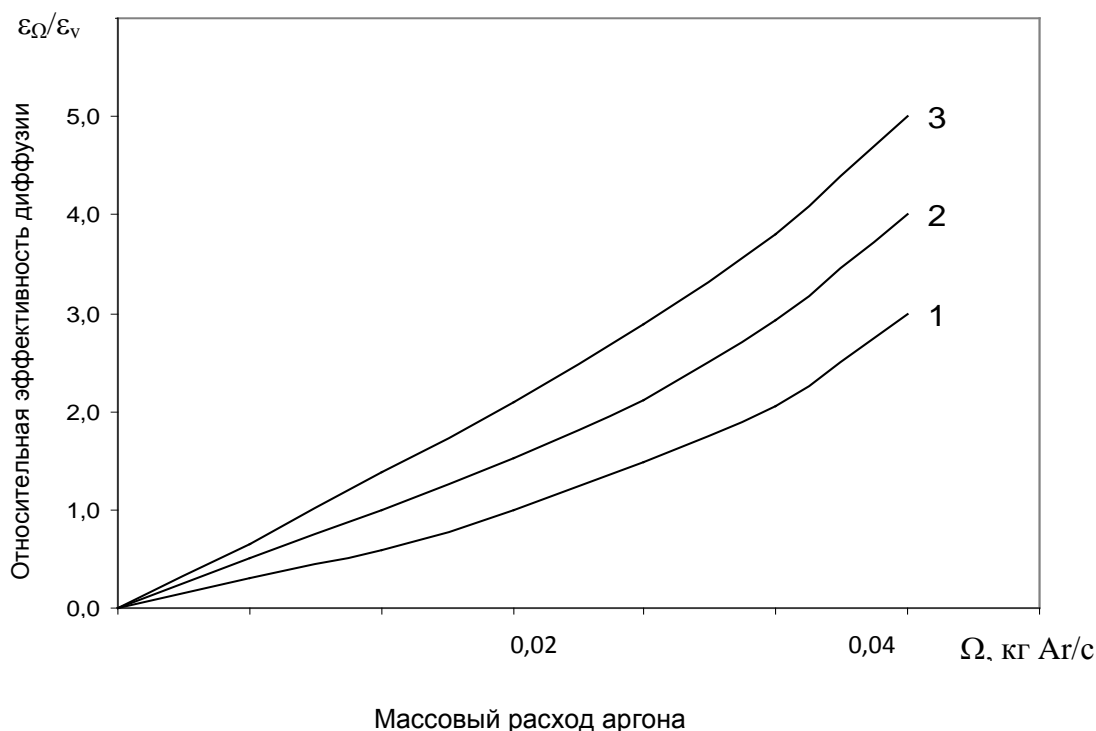


Рисунок 3.22. Зависимость относительной эффективности диффузии в металле от массового расхода аргона при различной глубине вакуума:
1 - $[P_v] = 200$ Па; 2 - $[P_v] = 400$ Па; 3 - $[P_v] = 600$ Па;
 $T_m = 1600$ °C; $M = 30$ т; $[C] = 0,7$ %; $[S] = 0,02$ %

Порции расплава раскисленной стали массой 10-12 т засасывались патрубком из ковша ёмкостью 100 т и подвергались вакуумированию, после чего сливались обратно в ковш. Разряжение полости вакуум-камеры достигало 1,0-1,2 млбар.

Перед вакуумированием камера нагревалась до 1300 °C.

Вакуумированию подвергались подшипниковые марки стали. Интенсивность продувки аргоном в нижнюю часть патрубка вакууматора поддерживалась постоянной.

На вакуумирование подавался раскисленный металл с содержанием ~Si – 0.15-0.35 %, Al ~0.01-0.08 %.

Концентрация водорода в металле выше $4 \frac{\text{см}^3}{100\text{г}}$ требует, как извест-

но, дополнительной противфлокеной термообработки после прокатки. Для сокращения времени обработки стали рациональнее предварительное комплексное воздействие на металл с помощью вакуума и продувки аргоном, ведущее к снижению этой концентрации.

Пробы на содержание водорода отбирали с помощью кварцевой трубки с внутренним диаметром 0,7 см.

Пробы закаливали быстрым охлаждением в воде. С целью определения полной концентрации водорода в пробах, они выдерживались в течение 10 дней в эвдиометрических ловушках, заполненных спиртом, до прекращения выделения свободного водорода. Остаточное содержание водорода определяли методом вакуумнагрева на приборах Байкова с масляным манометром. Выделенный свободный водород суммировали с остаточным.

Как следует из табл. 3.1 наблюдается хорошее количественное соответствие расчетных и экспериментальных данных.

Таблица 3.1

Сравнение результатов моделирования на ПЭВМ процессов тепломассопереноса при дегазации металла от водорода комплексным воздействием продувки аргоном и усовершенствованного вида порционного вакуумирования с данными опытно-промышленных исследований

Кол-во циклов	Содержание серы, %	Содержание водорода, $\frac{\text{см}^3}{100\text{г}}$		Разность, $\frac{\text{см}^3}{100\text{г}}$	Глубина рафинирования	
		до обработки	после обработки		эксп.	расчёт
30	0,034	5,09	3,56	1,43	0,30	0,32
30	0,022	7,31	4,31	3,00	0,41	0,43
15	0,027	6,07	4,37	1,70	0,28	0,30
20	0,041	4,34	3,82	0,52	0,12	0,12
30	0,038	6,05	4,42	1,63	0,27	0,28
15	0,031	5,68	4,32	1,36	0,24	0,26
15	0,040	4,59	4,04	0,55	0,12	0,13
25	0,025	6,26	4,13	2,13	0,34	0,37

Таким образом

- Получило развитие уравнение конвективной диффузии при дегазации жидкого металла рассредоточенной по днищу ковша продувки инертным газом. Обобщение достигнуто за счет дополнительного учета перехода режима течения расплава из «противотока» (выпуск расплава из печи в ковш) в «прямоток» (по завершению этого выпуска).

- На основе вычислительного эксперимента с использованием разработанного уравнения процессов массопереноса в условиях дегазации жидкого металла рассредоточенной по днищу ковша продувкой инертным газом и вакуумированием с учетом сложного характера течения расплава, интенсивности продувки, диаметра пор продувочного устройства, концентрации поверхностно-активных элементов, глубины вакуума и других технологических параметров, позволяющего определить изменение во времени эффективности массопереноса водорода в жидкой ванне, установлены, согласующиеся с результатами физического моделирования и опытно-промышленных исследований, основные закономерности интенсификации процессов массопереноса этого элемента технологии. Показано, что эффективность массопереноса водорода в жидкой ванне увеличивается с ростом как глубины ванны, так и интенсивности продувки, но до некоторого предела, определяющего способ энергоресурсосбережения при интенсификации процессов массопереноса. В соответствие с ним, период дегазации марок стали, не относящихся к высшему сорту, следует ограничить временем выпуска расплава из плавильной печи в ковш при продувке под слоем синтетического шлака при атмосферном давлении на рациональной интенсивности при отказе от одновременного вакуумирования. Это, наряду со снижением удельных расходов аргона и топлива, вносит вклад в решение проблемы энергоресурсосбережения.

4 ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ КОМПЛЕКСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА РАСПЛАВ ВАКУУМОМ, ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ И ПРОДУВКОЙ ИНЕРТНЫМ ГАЗОМ

4.1 Способ энергоресурсосбережения при интенсификации процессов тепломассопереноса в жидкой стали с использованием электростатического поля малых напряженностей

Электростатическое поле малых напряженностей ($E \ll E_{кр}$) не в состоянии ни сорвать ионы удаляемого водорода (протоны) с межфазной поверхности «вакуум-металл», ни перераспределить их по ней.

Вместе с тем, при подаче постоянного отрицательного электрического потенциала на электрод подогрева вакуум-камеры (при завершении подогрева металла) и заземлении ковша, в полости вакууматора создается незначительная разность потенциалов, которая, тем не менее, может перемещать существующие в этой полости протоны, образуя электрический ток. Его величина незначительна, поскольку являются малыми величинами и разность потенциалов и концентрация протонов в полости вакууматора.

Следуя известному механизму дегазации жидких металлов, атомы и ионы удаляемого водорода на рассматриваемой межфазной поверхности перед тем, как покинуть ее, должны молизировать с образованием нейтральных молекул водорода. Работа выхода ионов с границы "вакуум-металл" существенно выше, чем нейтральных молекул. Таким образом, наиболее вероятными причинами наличия протонов в полости вакууматора являются:

- а) диссоциация молекул водорода с последующей ионизацией атомов

в этом пространстве вследствие высокой температуры полости вакууматора (вероятность этих процессов у молекул других газов существенно ниже по причине сравнительной непрочности молекул и атомов водорода);

б) взаимное отталкивание незначительной части протонов, находящихся в непосредственной близости друг к другу на зеркале металла. Сообщаемая при этом одному из протонов пары частиц кинетическая энергия может быть достаточна для преодоления сил его сцепления с межфазной поверхностью «вакуум-металл» и протон, покидая ее, участвует в формировании электрического тока в полости вакууматора.

Оценим расчетным путем долю ионов водорода (протонов), формирующих электрический ток, в общем количестве частиц этого газа, покидающих расплав металла в процессе внепечной дегазации.

Электрический заряд, вынесенный током в полости вакууматора

$$Q = \bar{J} \cdot \tau_1 \cdot N_g. \quad (4.1)$$

Следовательно, общее количество протонов N_n , перенесенных этим током

$$N_n = Q/e_1 = \bar{J} \cdot \tau_1 \cdot N_g/e_1, \quad (4.2)$$

где τ_1 – длительность одного цикла вакуумирования;

N_g – их общее количество;

e_1 – заряд одного протона;

\bar{J} – средняя величина электрического тока за время внепечной дегазации металла.

Общее количество протонов, вышедших из жидкой ванны, связано со средней величиной $\bar{\Delta C}$ снижения концентрации этого газа за время ва-

куумирования. Найдем эту связь.

Пусть

M – масса расплава металла в ковше;

$U = M/\rho_m$ – объем жидкого металла;

$m = \bar{\Delta c} \cdot U$ – масса водорода, покинувшего расплав;

$N = m/m_1$ – количество протонов, вышедших из жидкой ванны за время вакуумирования.

Следовательно, доля ионов водорода (протонов), формирующих электрический ток, в общем количестве протонов, покидающих расплав металла за время вакуумирования

$$N_n/N = \frac{I}{\Delta c} \cdot \bar{J} \cdot (\rho_m / M) \cdot (m_1 / e_1) \cdot \tau_1 \cdot N_e, \quad (4.3)$$

где ρ_m – плотность жидкого металла;

m_1 – масса протона.

С участием автора были проведены опытно-промышленные исследования в условиях Донецкого металлургического завода по интенсификации процессов тепломассопереноса описанной выше технологии дегазации от водорода жидкой раскисленной стали подшипниковых марок типа ШХ с использованием электростатического поля малых напряженностей.

Суть идеи использования влияния электростатического поля на процессы тепломассопереноса при дегазации металла заключается в следующем. Ковш 5 с расплавом герметично накрывается крышкой 3 (рис. 4.1). В крышку монтируется изолированный электрод 2, на который подается положительный или отрицательный электрический потенциал. Второй электрод 4 имеет контакт с жидким металлом. Вакуум – насосом через патрубок 1 создается разрежение. При наличии напряжения между электродами в пространстве под крышкой при создании соответствующих условий воз-

никает ток ионной, либо ионно–электронной природы. Сила тока зависит от значения электрического напряжения, его знака, а также концентрации заряженных частиц, формирующих ток.

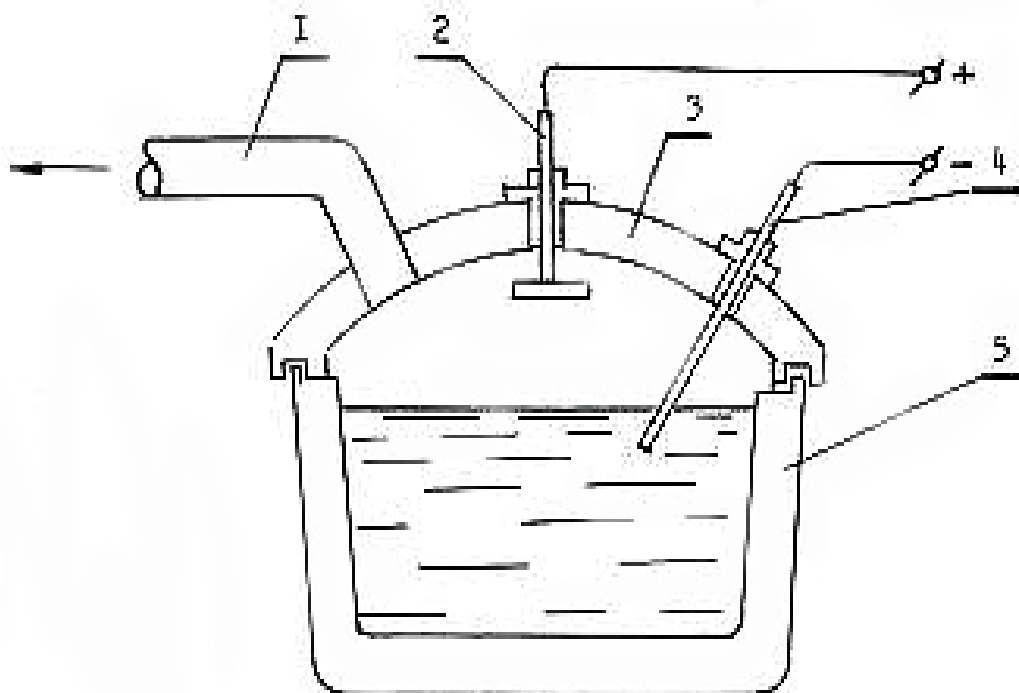


Рис. 4.1. Общая схема рафинирования жидкого металла электростатическим полем: 1 - патрубок к вакуум насосу; 2 - электрод (анод); 3 – крышка; 4 - электрод (катод); 5 - ковш с жидким расплавом

Рассмотренная идея послужила основой для проведения опытно-промышленных исследований в электросталеплавильном цехе Донецкого металлургического завода. Вакуумирование стали проводилось усовершенствованным видом порционного вакууматора (с продувкой аргоном в его патрубке) фирмы «Vakmetal».

Важной задачей являлось исследование возможности повышения производительности установки внепечной обработки металла энергоресурсосберегающим способом при интенсификации процессов теплопереноса.

Поскольку в период проведения исследований вакуумированию подвергался раскисленный металл, можно утверждать, что кислород в расплаве находился, как правило, в виде оксидных включений. Поэтому, при су-

ществующей технологии вакуумирования, с подачей отрицательного потенциала на электрод и заземлении ковша с металлом может удаляться только водород.

Вследствие того, что в промышленных условиях изменить конструкцию вакууматора и его элементов затруднительно, то за рабочий орган при проведении исследований взят функциональный графитовый электрод для подогрева вакууматора. Последний выполняет роль приемника заряженных частиц при подаче на него электрического потенциала.

Основное внимание в исследованиях уделялось фиксированию электрического тока, обусловленного переносом в пространстве вакууматора положительно заряженных частиц при подаче на электрод отрицательного потенциала и заземление ковша с металлом.

При использовании электростатического поля малых напряженностей ($E \ll E_{кр}$) маловероятно ожидать срыва протонов с его помощью с зеркала расплава и, вследствие этого, увеличения перепада концентрации водорода в объеме металла и поверхности "вакуум-сталь" и интенсификации диффузионного процесса в жидкой ванне

Необходимо отметить, что незначительные напряженности электростатического поля в полости вакууматора (напряжения 36; 150; 500В, распределенные на большой пространственный промежуток между металлом и электродом патрубка) не вызвал, как и предполагалось, ощутимого эффекта интенсификации тепломассообменных процессов. На это указали эксперименты, из которых следовало незначительное влияние электростатического поля малых напряженностей на интенсификацию процессов тепломассопереноса.

Способ подвода напряжения к вакуумному промежутку состоял в следующем. Перед началом вакуумирования отключается напряжение от трансформатора, ответственного за подогрев электрода, после чего к электроду подключаем соответствующее напряжение постоянного тока от ав-

тономного трансформатора (рис. 4.2). При этом электрический ток фиксировали по самописцу.

Была проведена серия плавки с определением характера зависимости содержания водорода в металле от величины тока эмиссии в конце процесса вакуумирования. С этой целью были проведены плавки с различным количеством циклов. Это выражалось в том, что на одних плавках вакуумирование прерывали на высоком значении электрического тока, а на других плавках вакуумирование продолжали до нулевого значения тока.

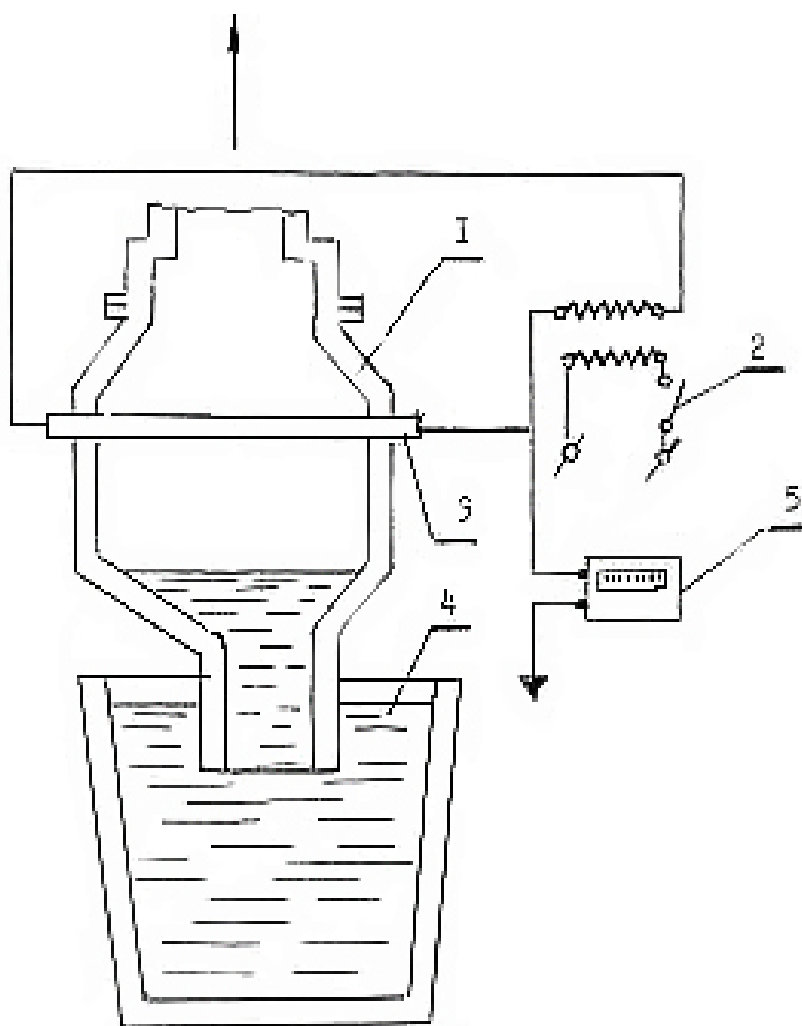


Рис. 4.2. Электрическая схема при подаче постоянного напряжения на электрод подогрева: 1 – вакуум-камера; 2 - выключатель трансформатора подогрева электрода; 3- электрод подогрева; 4 - ковш с жидким металлом; 5 - прибор измерительный

Диаграмма затухания электрического тока в процессе вакуумирова-

ния показана на рис. 4.3.

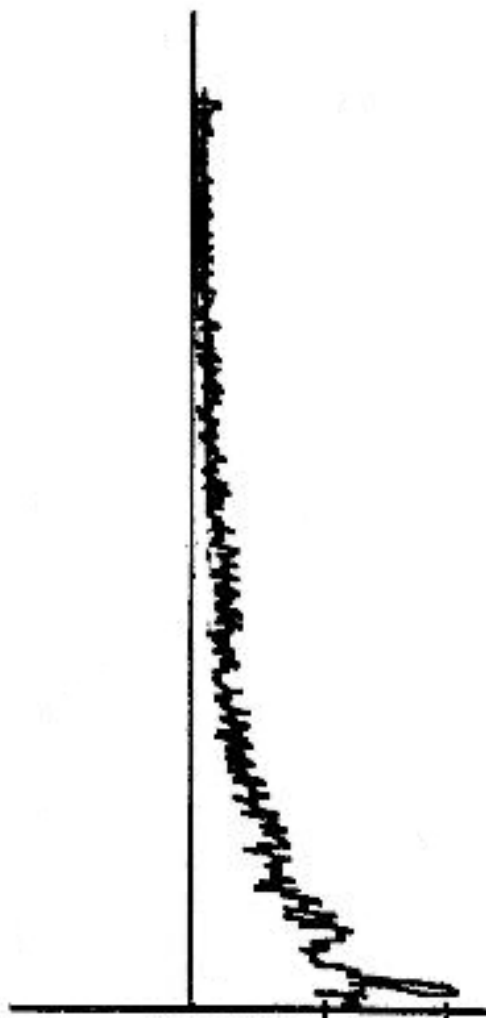


Рис. 4.3. Диаграмма затухания тока ионной (водородной) эмиссии

Как показывает анализ построенной по методу наименьших квадратов зависимости $([H] = \alpha_1 + \alpha_2 \cdot I + \alpha_3 \cdot I^2 ; \alpha_1 = +3,87; \alpha_2 = +0,021; \alpha_3 = -0,000076;$ рис. 4.4) небольшое значение силы тока эмиссии в конце вакуумирования соответствует и низкому содержанию водорода в металле. Полученная зависимость легла в основу разработанного автором способа энергоресурсосбережения [15, 165 - 167].

Физический смысл этой зависимости состоит в том, что незначительная величина тока в конце вакуумирования указывает на относительную завершенность процесса дегазации. В этих условиях дальнейшее продолжение циклов вакуумирования становится малоэффективным и при-

водит лишь к незначительному снижению концентрации водорода в металле.

Следовательно, практически целесообразно оканчивать циклы вакуумирования по достижении величиной тока нулевого значения. В этом – способ энергоресурсосбережения при повышении производительности установки внепечной дегазации металла.

Проведенный промышленный эксперимент подтвердил способность высокой температуры хотя бы частично ионизировать водород в расплаве стали вследствие непрочности атомов этого газа.

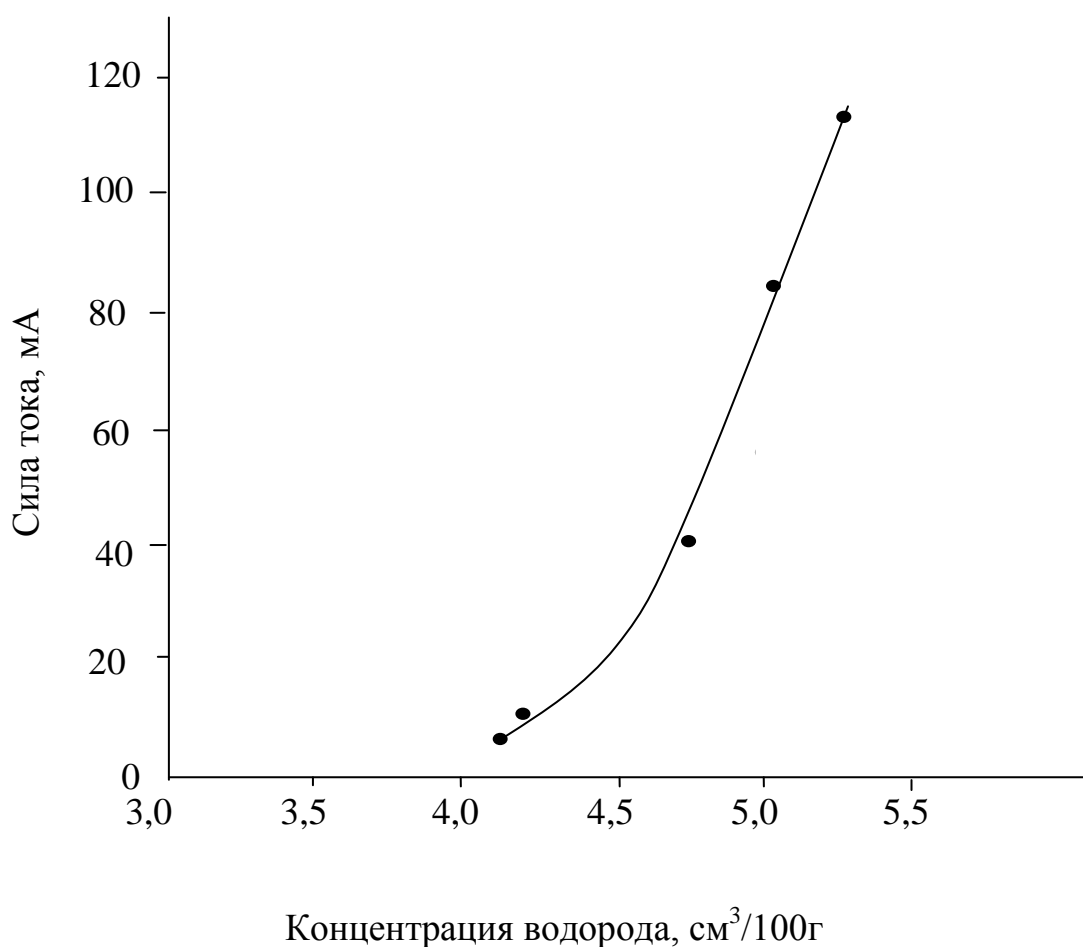


Рис. 4.4. Зависимость силы тока в конце вакуумирования от содержания водорода в расплаве стали

Характер найденной экспериментальным путем зависимости указывает на то, что чем меньше величина электрического тока в межэлектродном пространстве, тем меньше водорода выходит из расплава стали в еди-

ницу времени, т.е. тем меньше водорода в жидкой ванне патрубка.

Таким образом, зафиксированный ток имеет водородную (протонную) природу.

Доля ионов водорода, формирующих электрический ток, в общем количестве атомов, покидающих расплав стали в процессе внепечной дегазации (формула (4.3))

$$N_y/N = (\overline{J/\Delta c}) \cdot (\rho_m/M) \cdot (m_1/e_1) \cdot \tau_1 \cdot N_g.$$

Исходные данные к расчету:

$$\rho_m = 7 \text{ г/см}^3, \quad M = 100 \text{ т} = 10^8 \text{ г}, \quad m_1 = 1,67 \cdot 10^{-24} \text{ г},$$

$$e_1 = +1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}, \quad \tau_1 = 20 \text{ с}, \quad N_g = 60, \quad \bar{J} = 100 \text{ мА} = 0,1 \text{ Кл/с},$$

$$\Delta c = 4 \text{ см}^3/100 \text{ г} \approx 0,3 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3.$$

Как показывает расчет $N_y/N \sim 2,9 \cdot 10^{-6}$. Малость этой величины подтверждает известный тезис о том, что перед отрывом с межфазной поверхности "вакуум-металл" ионы и атомы водорода должны, как правило, объединиться в нейтральные молекулы, легко преодолевающие силы притяжения Ван-Дер-Ваальса со стороны этой поверхности.

При формировании этого тока, по-видимому, работают оба из предложенных выше механизмов.

Исходя из первого из них, имеет место частичная ионизация атомов водорода в полости вакууматора. При фиксированных ее температуре и степени ионизации, незначительная величина концентрации водорода в расплаве стали в конце вакуумирования приводит и к уменьшению интенсивности поступления водорода из жидкой ванны в вакуум-камеру. Это снижает количество ионизированных частиц в вакуум-камере и, соответственно, уменьшает в ней электрический ток, что согласуется с результатами опытно-промышленных исследований.

В рамках второго из механизмов, чем меньше водорода в расплаве,

тем меньше ионов этого газа на поверхности «вакуум-металл», т.е. тем больше среднее расстояние между соседними протонами и, соответственно, меньше вероятность ситуации очень близкого случайного расположения пары протонов, один из которых отталкивает другой в полость вакууматора, минуя стадию их традиционной молизации. Дополнительным подтверждением правильности этой гипотезы является отсутствие электрического тока при ненулевой ($\sim 3 \text{ см}^3/100 \text{ г}$ для выбранной марки стали) концентрации водорода в металле. В этих условиях среднее расстояние между соседними протонами на этой поверхности столь велико, что оно исключает ситуацию выброса осязаемой части протонов с межфазной поверхности в полость вакууматора без стадии их традиционного объединения в нейтральные молекулы водорода. По-видимому, второй из предложенных механизмов вносит основной вклад в формирование электрического тока в вакуум-камере, поскольку температура ее полости ниже температуры расплава в ковше.

4.2 Исследование интенсификации процессов теплопереноса в ванне перемешиваемого продувкой инертным газом металла в условиях комплексного воздействия на него вакуумом и электростатическим полем умеренных напряженностей

4.2.1 Граничное условие для уравнения конвективной диффузии на межфазной границе «вакуум – перемешиваемый металл»

В последние годы получили развитие научные представления о форме нахождения водорода в расплаве стали. В соответствии с экспериментальными исследованиями ряда авторов, хотя бы часть атомов водорода в этом и других жидких металлах ионизированы. Степень ионизации (ионная доля) возрастает при увеличении температуры расплава.

Автором впервые сделана попытка разработки теоретических основ интенсификации процессов тепломассопереноса при внепечной дегазации жидкого перемешиваемого металла от водорода воздействием вакуума и электростатического поля умеренных напряжённостей [168 - 179].

Приведем базовые уравнения к безразмерному виду.

Наиболее простой формой обладает уравнение теплопроводности Фурье.

Введем следующие безразмерные величины:

$$F_0 = a \tau / L^2, \quad (4.4)$$

$$\Theta = (T - T_\theta) / (T_0 - T_\theta), \quad (4.5)$$

$$l = \lambda / \lambda_0, \quad (4.6)$$

$$\vec{v}^0 = \vec{v} / v_0, \quad (4.7)$$

$$Pe = v_0 \cdot L / a, \quad (4.8)$$

где F_0 – тепловой критерий Фурье;

l - безразмерный коэффициент теплопроводности;

Θ - безразмерный перепад температур;

Pe - критерий Пекле;

\vec{v}^0 - безразмерный вектор скорости;

L, λ_0, v_0 – масштабы длины, теплопроводности и скорости;

T_0 - температура расплава в начальный момент времени.

В этих обозначениях имеем

$$\frac{\partial \Theta}{\partial F_0} + \frac{v_0 L}{a} \left(\frac{\overset{0}{\partial}}{\overset{0}{v}}, \overset{0}{\nabla} \Theta \right) = \overset{0}{div} \left(l \overset{0}{\nabla} \Theta \right).$$

При $\lambda = \text{const}$, $l \equiv 1$, поэтому

$$\frac{\partial \Theta}{\partial F_0} + Pe \left(\frac{\overset{0}{\partial}}{\overset{0}{v}}, \overset{0}{\nabla} \Theta \right) = \overset{0}{\Delta} \Theta. \quad (4.9)$$

Дифференциальные операторы $\overset{0}{\nabla}$ и $\overset{0}{\Delta}$ являются безразмерными

$$\overset{0}{\nabla} = \vec{\nabla} \cdot L, \quad \overset{0}{\Delta} = \Delta \cdot L^2.$$

Вводя безразмерную концентрацию удаляемого из жидкого металла газа

$$\overset{0}{C} = C/C_0, \quad (4.10)$$

где C_0 - начальное размерное значение этой характеристики, находим

$$\frac{\partial \overset{0}{C}}{\partial F_0} + Pe \cdot \left(\frac{\overset{0}{\partial}}{\overset{0}{v}}, \overset{0}{\nabla} \overset{0}{C} \right) = Lu \cdot \overset{0}{\Delta} \overset{0}{C}, \quad (4.11)$$

где $Lu = D/a$ – число Льюиса.

Критерий Фурье является тепловым.

Начальные условия

$$\Theta = 1, \quad \overset{0}{C} = 1, \quad \vec{v} = \vec{0}. \quad (4.12)$$

Граничные условия:

- твердые стенки ограничивающих поверхностей

$$\frac{\partial \Theta}{\partial n} = 0; \quad \frac{\partial \overset{0}{C}}{\partial n} = 0; \quad \overset{0}{v} = 0. \quad (4.13)$$

- стык с вакуумом

$$\left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_z = \frac{\varepsilon_{np} \sigma L}{\lambda} \cdot \frac{(T_z^4 - T_\theta^4)}{T_0 - T_\theta} = S_{\kappa_z} \Theta_z, \quad (4.14)$$

где $\Theta_z = (T_z - T_\theta) / (T_0 - T_\theta)$ – граничное ($Z=H$) значение безразмерного перепада температур;

$$S_{\kappa_z} = \frac{\varepsilon_{np} \sigma L (T_z^2 + T_\theta^2) \cdot (T_z + T_\theta)}{\lambda} - \text{соответствующее граничное значение}$$

числа Старка.

$$\overset{0}{C} = f(P_{H_2}, \vec{E}, V) / C_0, \quad (4.15)$$

где V – нормальная к силовым линиям электростатического поля составляющая скорости расплава на межфазной границе.

$$\frac{\partial \overset{0}{V}_s}{\partial n} + \frac{\partial \overset{0}{V}_n}{\partial s} = 0, \quad (4.16)$$

где s и n – касательное и нормальное направления к межфазной границе.

Стык с пористыми элементами днища ковша

$$\Theta = 1, \quad (4.17)$$

что соответствует подогретому расплавом стали до температуры T_0 аргону,

$$C^0 = 0. \quad (4.18)$$

$$V_r^0 = 0, \quad (4.19)$$

$$V_z^0 = \Phi(r). \quad (4.20)$$

В соотношении (4.18) учтено, что содержание удаляемого водорода в техническом аргоне пренебрежимо мало. Функция $\Phi(r)$ равенства (4.20) задана и определяется распределением интенсивности продувки по днищу ковша.

При этом $2\pi \int_0^R r v_z(r) dr = \Omega$ – полная интенсивность продувки через

днище ковша.

В первом приближении

$$v_z(r) = v_z(0) e^{-\gamma r^2}, \gamma > 0.$$

Если электрическое поле отрицательного потенциала при значительных напряжённостях срывает ионизированную часть атомов удаляемого газа с зеркала металла, то поле умеренной напряженности лишь перераспределяет данные частицы по этой поверхности. Последнее представляет собой значительный интерес, так как для движущегося металла (под влиянием продувки инертным газом, которая необходима для интенсификации тепломассообменных процессов) рассматриваемый вид внешнего воздействия на металл исследуется впервые. Вместе с тем, использование технологии такого рода перспективно с точки зрения энергоресурсосбереже-

ния [15], а развитие теоретических основ интенсификации процессов тепломассопереноса позволяет вскрыть резервы для интенсификации технологии внепечной дегазации металла с его движением в электростатическом поле.

Учет влияния этого поля на интенсивность тепломассообменных процессов в жидкой ванне достигается постановкой граничного условия к уравнению конвективной диффузии, которое должно быть дополнено уравнениями конвективной теплопроводности и гидродинамики.

Это граничное условие 1-го рода в рассматриваемом приближении допускает разделение переменных

$$C_n = K_V \cdot K_H \cdot \sqrt{P_{H_2}} \cdot ([1 - i] + i \cdot K_E). \quad (4.21)$$

где i – доля атомов водорода, находящихся в расплаве в виде ионов (протонов).

Безразмерные коэффициенты K_E и K_V введем таким образом, чтобы при $E = 0$ и $V = 0$ обобщающая зависимость (4.21) вырождалась в закон Сивертса.

Коэффициент K_V , зависящий от V и характеризующий отклонение системы от состояния термодинамического равновесия и равный единице в этом состоянии, разложим в ряд Тейлора по малым степеням (V/C) и ограничимся двумя первыми членами разложения

$$K_V(V) = K_V(O) + K'_V(O) \cdot (V/C), \quad (4.22)$$

где C – скорость света.

Производная $K'_V(O)$ определяется экспериментальным, либо расчетно-теоретическим путем и равна нулю в условиях термодинамического

равновесия системы. В этих условиях если $K_V(O)=1$ и $i=0$, то обобщающая зависимость (4.21) преобразуется в закон Сивертса, что является одним из критериев правильности этой аналитической формулы.

Аналогичное утверждение относится и к варианту $E = 0$ ($K_E = 1$). Если $i \neq 0$ и $0 \ll E < E_{кр}$, то ионизированная часть атомов водорода (протоны) распределяются по зеркалу металла в соответствии с распределением функции K_E .

Третьим критерием правильности разработанной аналитической зависимости (4.21) при $K_V=1$ является качественное подтверждение экспериментальным путем наличия максимума в распределении $C_n(r)$, следующего из характера $K_E(r)$. Результаты экспериментальных исследований [180, 181] подтвердили наличие сгустков свободных зарядов на поверхности металла при его движении в электростатическом поле умеренных напряженностей. Наличие этих сгустков и обуславливает генерацию электрического тока в системе при замыкании цепи.

В экспериментальном исследовании была использована установка по генерации электрического тока при вращении токопроводящей сферы в электростатическом поле докритических напряженностей. Воспользуемся известным фактом классической электростатики. При внесении неподвижной токопроводящей сферы в электростатическое (кулоновское) поле ее электроны проводимости, вследствие электростатической индукции, перераспределяются таким образом, что вблизи положительно заряженного электрода на части этой сферической поверхности будет зафиксирован сгусток этих электронов. Согласно разработанной теоретической модели, если сфере придать вращение, то наличие и локализация этого сгустка не изменится. Но это возможно лишь при его перемещении относительно рассматриваемого проводника, что при замыкании электрической цепи позволит зафиксировать ток. При этом будет наблюдаться непрерывная последовательность перераспределений электронов проводимости, вызванная

стремлением этих частиц к равновесию с внешним полем и приводящая к их перемещению относительно поверхности металлического проводника. В условиях электродинамического равновесия попадание в сгусток одних электронов сопровождается потерей других.

Очевидно, что максимум концентрации электронов проводимости в сгустке будет возрастать при увеличении напряженности кулоновского поля. Поскольку, кроме того, сгусток неподвижен относительно электрода, то относительно поверхности токопроводящей сферы он будет перемещаться со скоростью ее вращения в противоположном направлении.

Таким образом, сила генерируемого тока, если его природа определяется наличием, локализацией и перемещением сгустка свободных зарядов металлического проводника, должна быть прямо пропорциональна скорости вращения сферы и возрастать при увеличении напряженности внешнего поля.

В эксперименте (рис.4.5) использовалась диэлектрическая сфера (1) диаметром 0,25м. Ее поверхность обклеена сегментами (2) из алюминиевой фольги, которые играли роль проводников. В целях регистрации электрического тока сегменты (8 штук) отделены друг от друга зазорами толщиной 0,003 м.

В торцах сферы на изоляторах смонтированы две токосъемные щетки (3), соединяющие соседние сегменты с гальванометром МІ 032 (4).

В нижней части сферы на расстоянии 0,01м на специальной подставке установлен электрод (5), внешняя сторона которого имеет токопроводящий слой, на который подавался положительный заряд от внешнего источника. Вращение сферы осуществлялось мотором (6).

При ее вращении сгусток электронов проводимости рассеивался на границах сегментов в сторону торцов. Электроны сгустка проходили через гальванометр, который фиксировал постоянный ток.

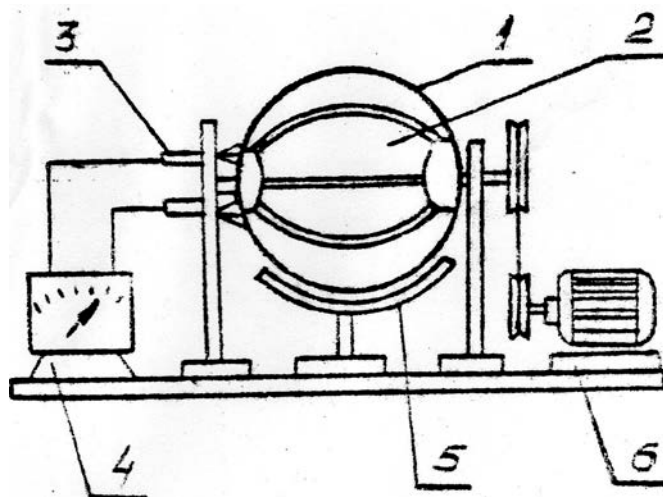


Рис. 4.5. Схема лабораторной установки по обнаружению сгустков свободных зарядов металлического проводника при его движении в электрическом поле:

- 1 - диэлектрическая сфера; 2 – сегменты из алюминиевой фольги;
- 3 – токосъемные щетки; 4 – гальванометр;
- 5 – электрод с токопроводящим слоем; 6 – мотор

График (рис. 4.6) отражает зависимость силы генерируемого тока от скорости вращения сферы и напряженности внешнего поля. Таким образом эксперимент полностью подтвердил прогноз.

Во втором приближении необходимо учитывать отклонение системы от состояния электродинамического равновесия, что наблюдается при интенсификации технологии путем использования значительных интенсивностей продувки аргоном.

Коэффициент K_E равенства (4.21) зависит от характера электропереноса на межфазной границе.

В настоящее время известны два основных вида электропереноса, соответствующие индукции электрического тока в металле двух разновидностей: электромагнитная индукция (в частности, самоиндукция) и электростатическая индукция.

Первая из них имеет место при движении проводника в магнитном поле и описывается законом Фарадея [182]

$$\varepsilon_{эм} = \frac{d\Phi}{d\tau}. \quad (4.23)$$

где $\varepsilon_{эм}$ – электродвижущая сила индукции;

Φ – магнитный поток, пронизывающий контур металлического проводника.

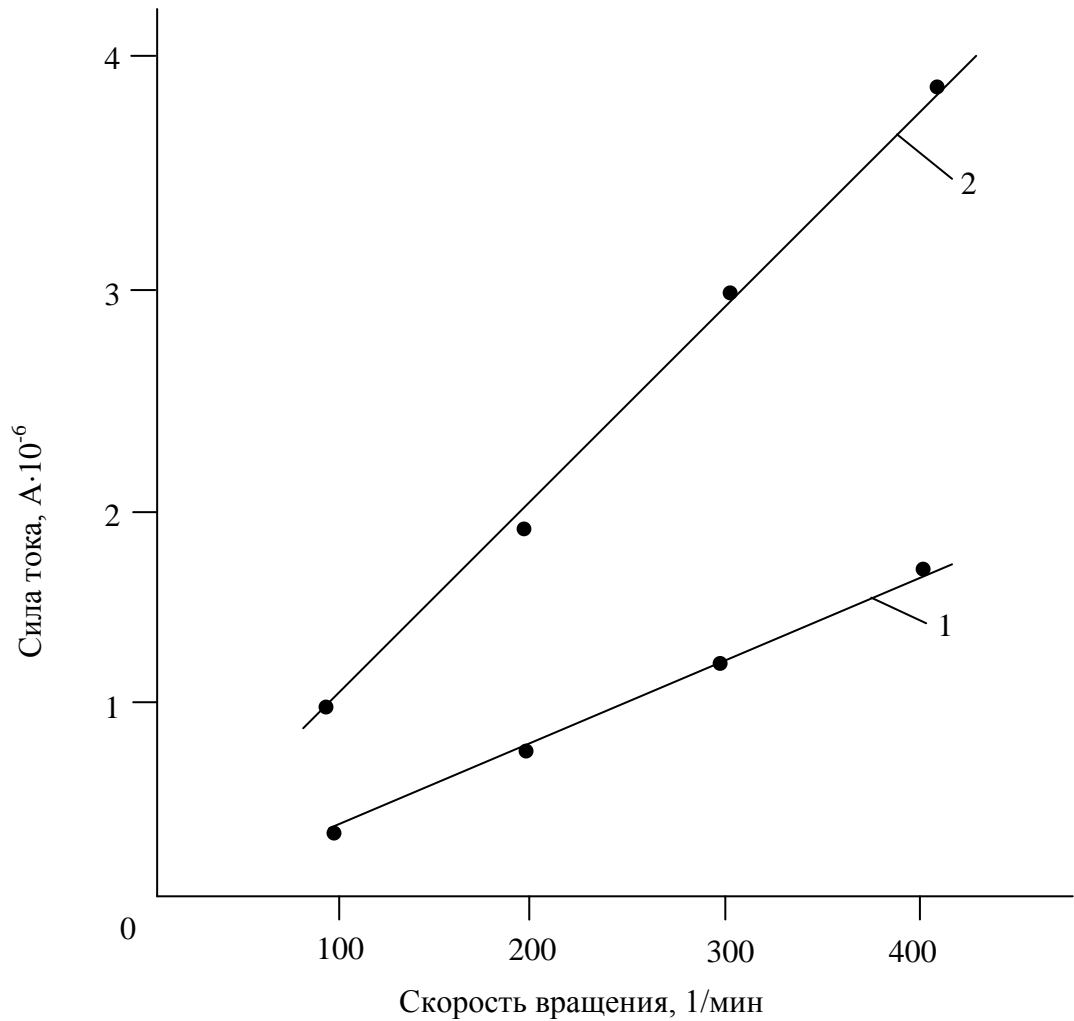


Рис. 4.6. Зависимость силы тока от скорости вращения и напряженности кулоновского поля: 1 - $E=2$ кВ/м; 2 – $E=10$ кВ/м

Таким образом, э.д.с. электромагнитной индукции, возникающая в контуре, прямо пропорциональна скорости изменения магнитного потока Φ .

Этому явлению соответствует следующее уравнение Максвелла [182]

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{H}}{\partial \tau}, \quad (4.24)$$

где \vec{H} - напряженность магнитного поля.

Существенное место в явлениях электромагнитной индукции отводится силе Лоренца, действующей на электрические заряды [182]

$$F_n = e[\vec{v}, \vec{H}], \quad (4.25)$$

где e - заряд частицы;

\vec{v} - скорость ее движения в магнитном поле.

Электростатическая индукция описывается следующим образом [183]. Если проводник поместить во внешнее электростатическое (кулоновское) поле, под его влиянием свободные заряды металлического проводника переместятся в направлении, соответствующем знаку этих зарядов. В момент перераспределения этих зарядов в проводнике наблюдается кратковременный ток электростатической индукции. В процессе электростатической индукции происходит электризация незаряженного металла во внешнем кулоновском поле. Свободные заряды проводника движутся до тех пор, пока не расположатся в металле таким образом, что внутри проводника своим полем они будут уравнивать внешнее поле.

Как показано выше, при движении металлического проводника в кулоновском поле, формируется устойчивый во времени электрический ток, который является следствием физического эффекта со следующим механизмом: это непрерывная последовательность перераспределений свободных зарядов металла (или ионов удаляемого газа на зеркале расплава) под влиянием внешнего электрического поля. Эти частицы, подвергнутые действию кулоновского поля, в каждый момент времени стремятся к равновесию с внешним полем [184].

При этом, направление электропереноса относительно системы от-

счета, жестко связанной с металлическим проводником, совпадает с направлением движения источника внешнего поля.

Общее уравнение переноса, дающее его величину и направление можно записать следующим образом:

$$\vec{j}_{\text{сд}} = (\rho - \rho_0) \cdot \vec{v}. \quad (4.26)$$

где ρ - текущая плотность ионов удаляемого водорода металлического расплава в его поверхностном слое;

ρ_0 - аналогичная характеристика в условиях отсутствия источника кулоновского поля;

\vec{v} - скорость дрейфа сгустка $(\rho - \rho_0)$ этих частиц в области $\rho > \rho_0$ относительно системы отсчета, жестко связанной с расплавом.

Если внешнее поле отсутствует, то $\rho = \rho_0$ и $\vec{j} = 0$. Разность $(\rho - \rho_0)$ характеризует «динамически удерживаемый» кулоновским полем свободный заряд ионизированной части атомов удаляемого из расплава водорода. При этом $\rho = \rho(\vec{E})$, $\vec{E} = \vec{E}(x, y, z)$.

Правильность предложенного механизма рассматриваемого физического эффекта проверялась по величине возбуждаемого в системе электрического тока, который возрастает как при увеличении скорости движения металлического проводника относительно источника электростатического поля, так и увеличении его напряженности на поверхности металла.

Действительно, согласно предложенному механизму переноса, скорость дрейфа свободных ионов удаляемого из жидкого металла водорода по модулю совпадает со скоростью движения этого проводника, а величина и плотность тока находятся в прямой пропорциональной зависимости.

Экспериментально наблюдаемый характер зависимости $\vec{j}(\vec{E})$ следует из возрастания $\rho(\vec{E})$ при увеличении $|\vec{E}|$.

Таким образом, предложенный механизм электропереноса теоретически обоснованного физического эффекта и его общее уравнение качественно согласуются с экспериментальными данными, не противоречат основным положениям классической электродинамики, а дополняют и углубляют их.

Разработанная теоретическая модель нового физического эффекта [175] использована в научном открытии проф. Дюдкина Д.А. и инж. Комарова А.А. по экспериментальному обнаружению электрического тока в рассматриваемой системе [180, 181], который порождается этим эффектом, и имеет общий с ним механизм.

При относительном перемещении металлического проводника и источника внешнего поля на поверхности расплава ионизированная часть атомов удаляемого водорода образует сгусток той или иной структуры (при разноименности его заряда и заряда источника).

В зависимости от скорости релаксации, этот сгусток будет в большей или в меньшей степени размыт. При очень высокой (теоретически - бесконечной) скорости релаксации, либо в случае достаточно медленного относительного движения системы, распределение плотности этих частиц поверхности проводника в области сгустка в каждый момент времени соответствует динамически равновесному.

Для движущегося металла на его поверхности происходит непрерывное обновление этих частиц в области сгустка. Захват внешним полем одних частиц (т.е. их попадание в сгусток) сопровождается потерей других. Следовательно, статическое равновесие при неподвижном расплаве заменяется динамическим в рассматриваемом эффекте (для не высоких интенсивностей продувки металла аргоном).

В общем случае, рассмотрение этого эффекта предполагает определение текущей плотности заряда этих ионов на зеркале металла в области $p > p_0$. В электродинамически равновесном приближении для этого необхо-

димо провести расчет уравнения Максвелла [182]

$$\operatorname{div} \vec{E}' = \rho, \quad (4.27)$$

где \vec{E}' - напряженность собственного поля рассматриваемых ионов с плотностью ρ .

Использование уравнения (4.27) по сути, означает допускаяемую в рамках предложенной теории идентичность распределения заряда этих частиц для неподвижного и движущегося в (условиях динамического равновесия) металла.

Для расчета этого уравнения рассмотрим плоский жидкометаллический проводник, плоскость которого параллельна плоскости отрицательно заряженной пластины – источника электростатического поля.

На рис. 4.7 введены следующие обозначения: I - плоский жидкометаллический проводник, II - источник внешнего поля, (xoy) , $(\xi o\eta)$ - системы координат, жестко связанные с проводником и источником.

Будем считать, что при движении металла вдоль оси \vec{ox} : $\partial E'_x / \partial x \gg \partial E'_y / \partial y$.

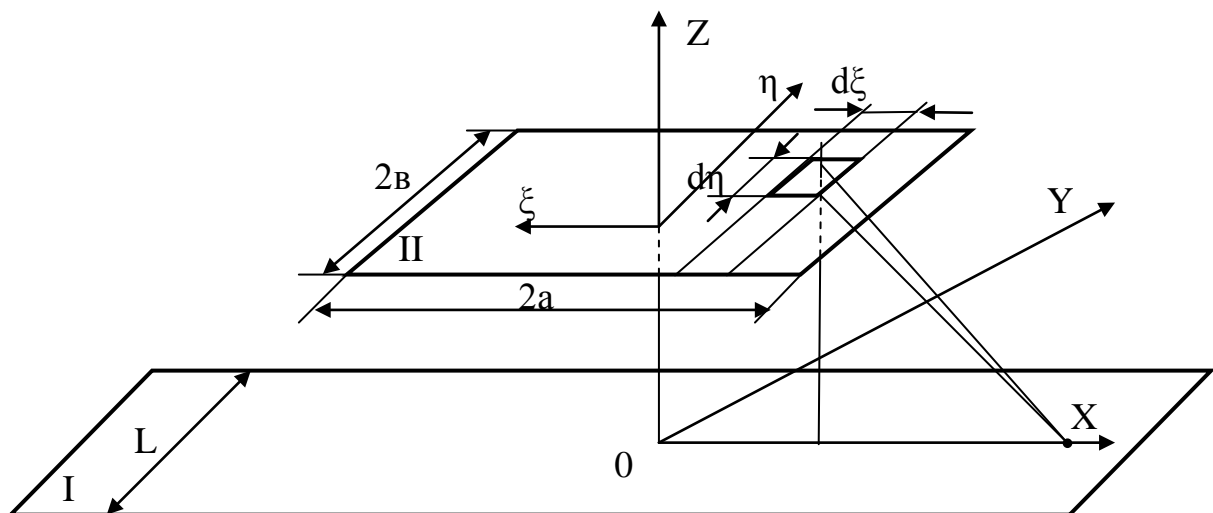


Рис. 4.7. Схема плоского жидкометаллического проводника и источника кулоновского поля в виде заряженной пластины

Кроме того, поскольку вертикальная составляющая \vec{E}' , т.е. E'_z не оказывает влияния на движение ионизированной части атомов удаляемого водорода в плоскости (хоу), то из уравнения (4.27) имеем

$$\rho(x) = \frac{dE'_x}{dx}. \quad (4.28)$$

При этом в динамически равновесном состоянии

$$E'_x = -E_x. \quad (4.29)$$

Найдем величину E_x .

Пусть Q – модуль заряда источника. Величина заряда в элементе $d\xi d\eta$ при его равномерном распределении по поверхности источника равна $(Q/4ab) \times d\xi d\eta$, где (a, b) – полудлина и полуширина пластины.

Напряженность внешнего поля в точке зеркала металла с координатой x

$$d^2 E_x = \frac{kQ}{4ab} \cdot \left[\frac{d\xi d\eta}{H^2 + (x + \xi)^2 + \eta^2} \right], \quad (4.30)$$

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon}, \quad (4.31)$$

где H – расстояние между плоскостями;

k - постоянная Кулона;

ϵ_0 - электрическая постоянная;

ϵ - проницаемость среды.

Интегрируя, находим

$$dE_x = \frac{kQd\xi}{4ab} \cdot \int_{-b}^{+b} \frac{d\eta}{[H^2 + (x^2 + \xi^2) + \eta^2]} = -\left(\frac{kQ}{2ab}\right) \cdot \frac{\operatorname{arctg}\left(\frac{b}{\sqrt{H^2 + (x^2 + \xi^2)}}\right)}{\sqrt{H^2 + (x^2 + \xi^2)}} \cdot d\xi.$$

После вторичного интегрирования получим

$$\rho(x) = \frac{dE_x}{dx} = -\left(\frac{kQ}{2ab}\right) \frac{d}{dx} \int \frac{\operatorname{arctg}\left(\frac{b}{\sqrt{H^2 + (x^2 + \xi^2)}}\right)}{\sqrt{H^2 + (x^2 + \xi^2)}} d\xi = -\frac{kQ}{2ab} \int_{-a}^{+a} F(x, \xi) d\xi,$$

где

$$F(x, \xi) = \frac{d}{dx} \left[\frac{\operatorname{arctg}\left(\frac{b}{\sqrt{H^2 + (x^2 + \xi^2)}}\right)}{\sqrt{H^2 + (x^2 + \xi^2)}} \right] = -\frac{(x + \xi)}{[H^2 + (x^2 + \xi^2)]^2} \left[b + \sqrt{H^2 + (x^2 + \xi^2)} \times \operatorname{arctg} \frac{b}{\sqrt{H^2 + (x^2 + \xi^2)}} \right]. \quad (4.32)$$

При проведении численного параметрического исследования процесса на ПЭВМ в качестве исходных данных выбирали следующие значения параметров:

$$H=0,1 \text{ м}, \quad \rho_{me}=7,0 \cdot 10^{+3} \frac{\text{КГ}}{\text{М}^3}, \quad A_{me}=56 \frac{\text{КГ}}{\text{КМОЛЬ}}, \quad \varepsilon=1,$$

$$Ne=2, \quad a=1,0 \text{ м}, \quad b=0,5 \text{ м}.$$

Кроме того, в программу расчета на ПЭВМ закладывались следующие значения констант

$$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{КЛ}^2}{\text{Н} \cdot \text{М}^2}, \quad N_A = 6,023 \cdot 10^{+26} \frac{1}{\text{М}^3}, \quad e = +1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл},$$

где N_A – число Авогадро;

e – заряд протона (иона водорода).

Как следует из рис. 4.8 и 4.9 распределение $p(x)$ симметрично

относительно середины ($x=0$) заряженной пластины - источника. В точке $x=0$ плотность $\rho(x)$ минимальна, т.к. равна нулю компонента E_x . Это связано с тем, что действия обеих половин пластины на рассматриваемые ионы равно по величине и противоположно по знаку.

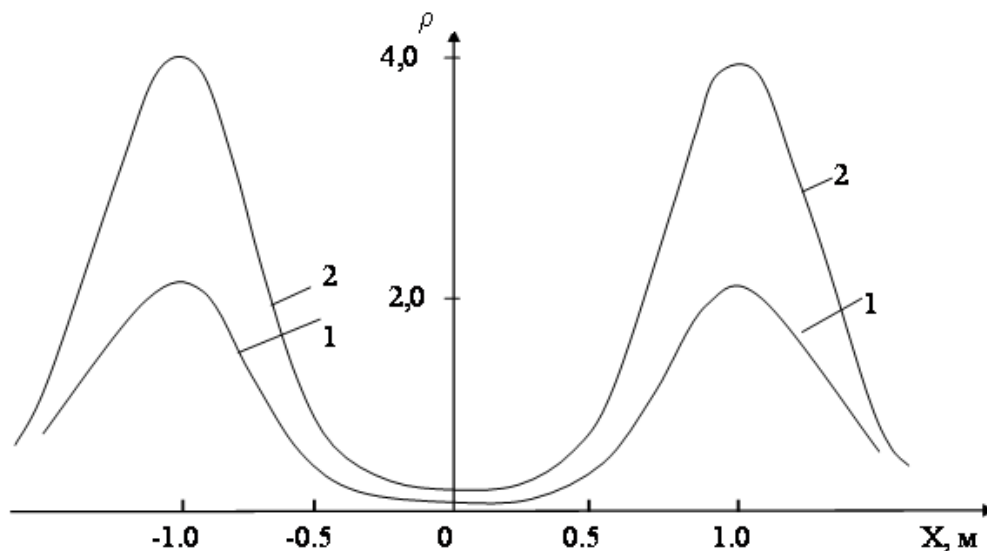


Рис. 4.8. Распределение ионизированной части атомов, удаляемого из расплава водорода при различном заряде источника:
1 – $Q = 0,5$ Кл; 2 – $Q = 1,0$ Кл; $H = 0,1$ м

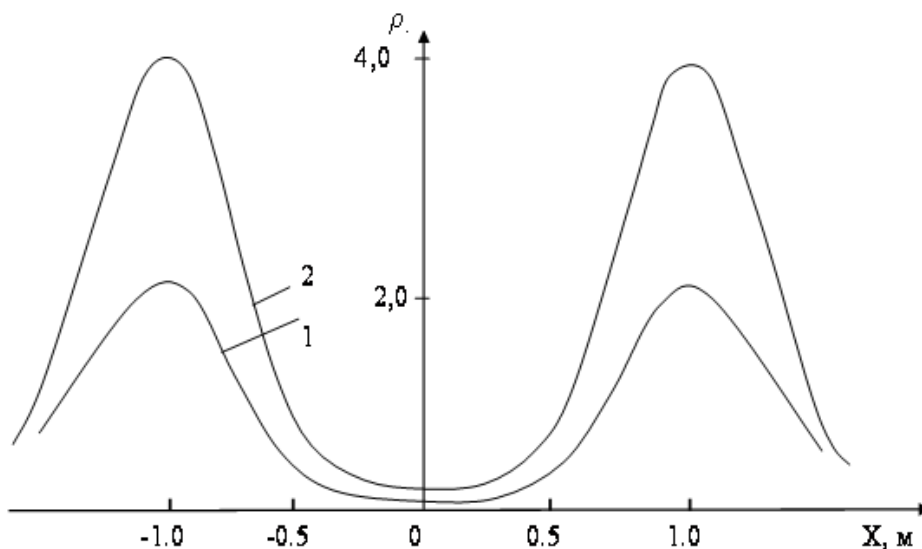


Рис. 4.9. Распределение ионизированной части атомов удаляемого из расплава водорода при различном расстоянии до источника:
1 – $H = 0,1$ м; 2 – $H = 0,05$ м; $Q = 0,5$ Кл

При $x = \pm a$ наблюдается максимум $p(x)$. Последнее следует из того, что в этих точках максимальна напряженность внешнего кулоновского поля и для ее уравнивания необходима максимальная напряженность собственного поля этих частиц зеркала металла, т. е. максимальная плотность их заряда.

С увеличением заряда пластины (источника) величина максимума $p(x)$ возрастает (рис. 4.8), а при увеличении расстояния между плоскостями расплава и источника эта величина уменьшается (рис. 4.9), что согласуется с экспериментом [180, 181].

При этом, что также согласуется с экспериментом, расчетным путем установлено, что при достаточно большом удалении источника от расплава и (или) достаточной малости заряда источника величина максимума $p(x)$ приближается к p_0 (безразмерное значение приближается к единице) и возбуждения тока с соответствующим электропереносом практически не происходит.

Характер распределения ионов удаляемого газа по зеркалу металла зависит от формы электрода, напряженности электростатического поля и, в общем случае, от скорости межфазной поверхности. Исследуем электродинамически равновесный процесс для электрода прямоугольной формы с плоскостью, параллельной поверхности движущегося расплава, которую в первом приближении также будем считать плоской.

Динамически равновесное распределение ($\vec{E} = -\vec{E}'$) заряженных частиц определяется уравнением Максвелла.

В нашем случае $\rho = \rho(x, y, z)$. Выбирая начало отсчета вертикальной координаты z от поверхности расплава к электроду, горизонтальной координаты y – по поверхности зеркала металла, перпендикулярно движению последнего, рассмотрим искомое распределение вдоль координаты x – направления движения расплава

$$\rho = \rho(x, 0, 0).$$

В этих условиях уравнение Максвелла примет вид

$$\rho(x) - \left[\frac{\partial E'_y}{\partial y} + \frac{\partial E'_z}{\partial z} \right]_0 = \frac{\partial E'_x}{\partial x}. \quad (4.33)$$

Здесь индекс «0» соответствует $y = 0, z = 0$. Обозначив левую часть уравнения (4.33) через $\rho'(x)$, имеем

$$\rho'(x) = \frac{\partial E'_x}{\partial x}, E'_x = -E_x. \quad (4.34)$$

Решение уравнения (4.34) найдено выше в виде

$$\rho'(x) = \frac{-kQ}{2ab} \int_{-a}^{+a} F(x, \xi) d\xi.$$

Производные $\frac{\partial E'_y}{\partial y}$ и $\frac{\partial E'_z}{\partial z}$ определяются аналогично $\frac{\partial E'_x}{\partial x}$.

При этом

$$\left(\frac{\partial E'_y}{\partial y} \right)_{x,y,z=0} = \left(\frac{\partial E'_x}{\partial x} \right)_{x,y,z=0} = \text{const} \times \rho'(0) = 0; \quad (4.35)$$

$$\left(\frac{\partial E'_z}{\partial z} \right)_{x,y,z=0} = \frac{kQH}{2ab} \iint_{(\xi, \eta)} \frac{d\xi d\eta}{[H^2 + \xi^2 + \eta^2]^2}, \quad (4.36)$$

где $\xi \in [-a, +a]$; $\eta \in [-b, +b]$.

Введем безразмерную характеристику $\tilde{C}_n = K_E$ концентрации ионов удаляемого водорода на зеркале металла

$$\tilde{C}_n = \frac{M_H}{e_H K_H \sqrt{P_{H_2}}} \times \rho, \quad (4.37)$$

где M_H, e_H - масса и заряд иона водорода;

K_H, P_{H_2} - постоянная Сивертса и парциальное давление в полости вакууматора для этого газа.

На рисунке 4.10 приведено искомое распределение \tilde{C}_n , из которого следует, что распределение \tilde{C}_n в выбранном приближении симметрично относительно середины ($x = 0$) электрода. В этой точке ρ проходит через минимум, поскольку в ней обращается в нуль $\frac{\partial E'_x}{\partial x}$ и ρ (E'_x равно по величине и противоположно по знаку для двух половин электрода, расположенных по разные стороны линии $x=0$). Величина этого минимума

$$\rho(0,0,0) = \rho'(0) + \left[\frac{\partial E'_y}{\partial y} + \frac{\partial E'_z}{\partial z} \right]_{x,y,z=0}. \quad (4.38)$$

При $x = \pm a$ (края электрода) наблюдается максимум этой величины, так как E'_x для этих половин плоскости электрода суммируются.

Значение $\rho(\pm a, 0, 0)$ соответственно определяется выражением

$$\rho(\pm a, 0, 0) = \rho'(\pm a) + \left[\frac{\partial E'_y}{\partial y} + \frac{\partial E'_z}{\partial z} \right]_{x=\pm a, y, z=0}. \quad (4.39)$$

С увеличением напряженности внешнего поля (рис. 4.10) соответствующая кривая $\tilde{C}_n(x)$ лежит выше.

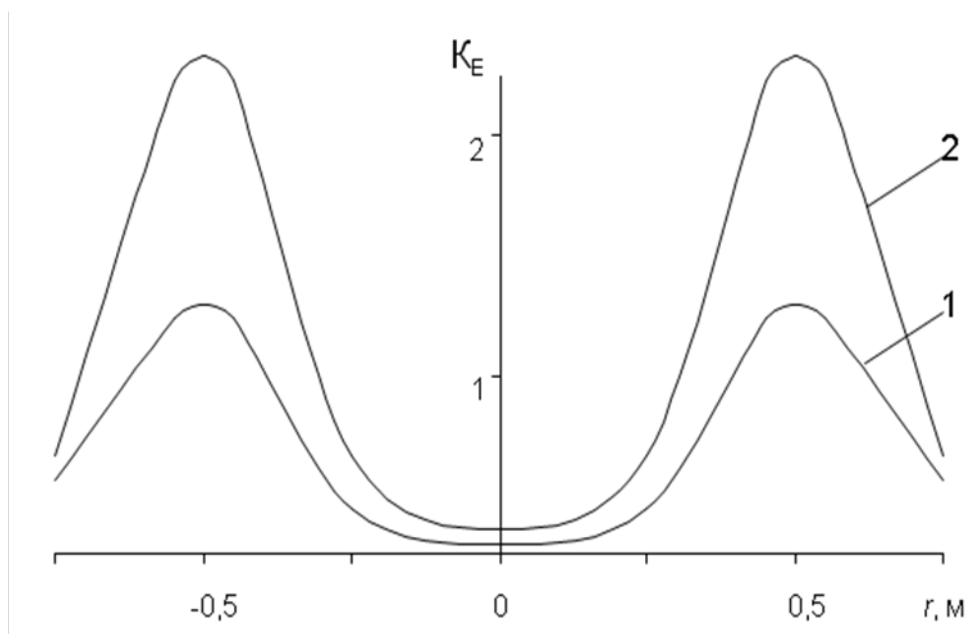


Рис. 4.10. Распределение концентрации ионизированной части атомов водорода по межфазной границе: 1 - $E'_z = 1 \cdot 10^5$ В/м; 2 - $E'_z = 2 \cdot 10^5$ В/м

Анализ рисунка показывает, что наряду с областью $\tilde{C}_n < 1$, в которой диффузионный тепломассоперенос удаляемого водорода, очевидно, интенсифицируется по сравнению с отсутствием внешнего электростатического поля, существуют области $\tilde{C}_n > 1$. Помимо их отрицательного влияния на градиент концентрации, как движущую силу процесса диффузии, они играют и положительную роль. Они стимулируют молизацию протонов и десорбцию образованных молекул водорода с зеркала металла в вакуумное пространство по причине повышенного значения их концентрации на этой поверхности. Это имеет решающее значение в процессах дегазации, в которых молизационное звено тепломассопереноса является лимитирующим. Таким образом теоретически обоснован и экспериментально подтвержден эффект интенсификации кинетического (молизационного) звена тепломассообменного процесса. Механизм эффекта состоит в формировании области повышенной концентрации (сгустка), состоящей из ионизированной части атомов водорода (протонов) поверхностного слоя межфазной границы «металл-вакуум», находящихся в состоянии непрерывного перераспре-

деления при перемешивании расплава в электростатическом поле умеренных напряженностей. Установлено, что сгусток ионов локализован в области проекции границы электрода (источника этого поля) на рассматриваемую межфазную поверхность.

Как следует из рисунков 4.11 – 4.13 величина максимума плотности ионов водорода на зеркале металла возрастает как с увеличением степени i ионизации атомов этого газа на межфазной поверхности, так и напряженности внешнего поля, и определяет уровень увеличения скорости реакции молизации этих ионов в нейтральные молекулы водорода на границе «металл-вакуум» (рис. 4.14).

При движении зеркала металла относительно электрода, которое вызвано перемешивающим действием продувки расплава инертным газом наблюдается непрерывная последовательность перераспределения протонов по поверхности металла под влиянием поля электрода. Эти частицы в каждый момент времени стремятся к равновесию с внешним полем.

Локальная плотность \vec{j} электропереноса

$$\vec{j}(x, E'_z) = [\tilde{C}_n - 1] \cdot \left(\frac{e_H}{M_H} \right) K_H \sqrt{P_{H_2}} \cdot \vec{V}_u, \quad (4.40)$$

где \vec{V}_u - скорость дрейфа протонов относительно зеркала металла (равная скорости \vec{V}_u перемещения внешнего источника в системе отсчета, жестко связанной с движущейся поверхностью расплава).

Направление \vec{V}_u в этой системе отсчета совпадает с направлением электропереноса в системе. Сомножитель при \vec{V}_u характеризует плотность «динамически удерживаемого» внешним полем заряда этих частиц.

При отсутствии внешнего поля $\tilde{C}_n = 1$, поэтому индукции электропереноса нет ($\vec{j}=0$), так как «динамического удерживания» электростати-

ческим полем заряда ионов не происходит.

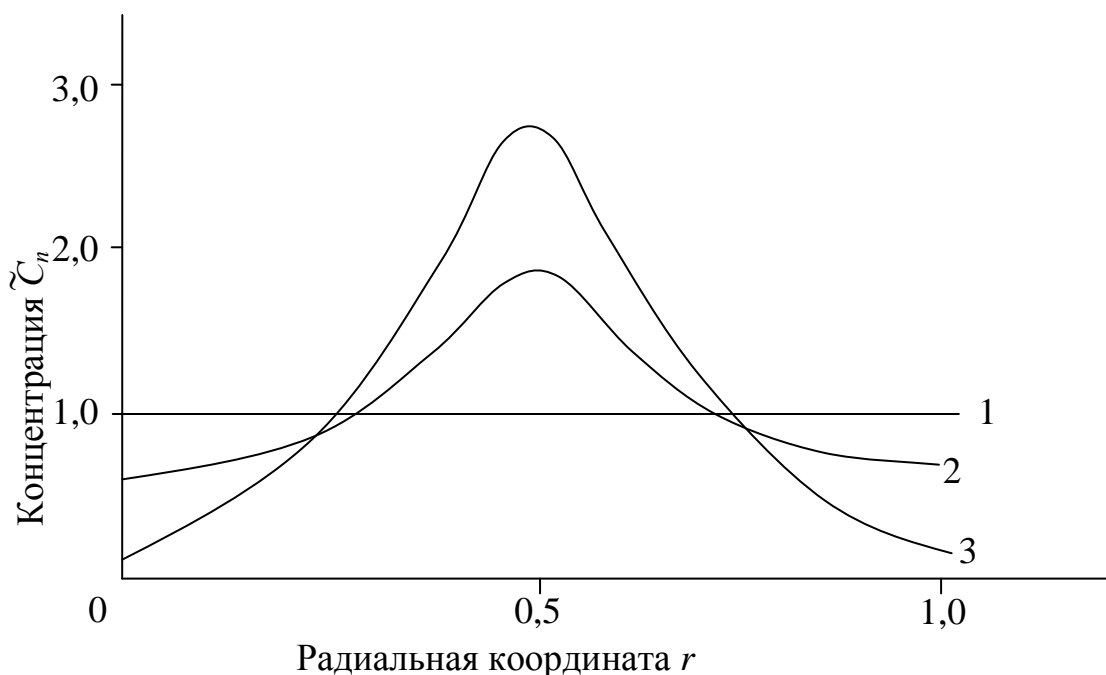


Рис. 4.11. Распределение безразмерной концентрации \tilde{C}_n атомов водорода на межфазной поверхности «металл-вакуум»:
 1 - $i = 0$; 2 - $i = 0,5$; 3 - $i = 1,0$; $E = 2,0 \cdot 10^{+5}$ В/м

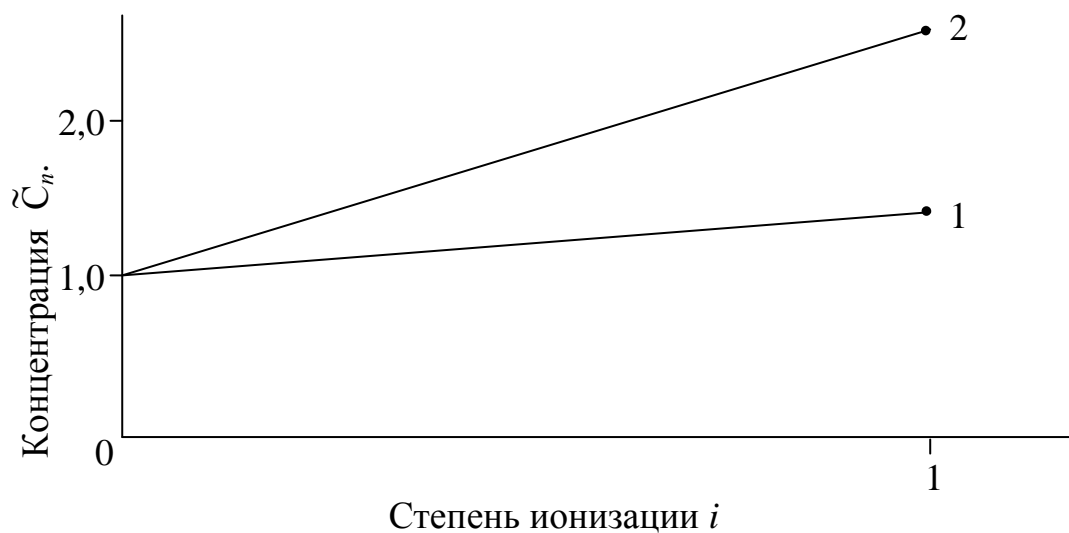


Рис. 4.12. Зависимость максимальной безразмерной концентрации \tilde{C}_n атомов водорода на межфазной поверхности «металл-вакуум» от степени их ионизации: 1 - $E=1,0 \cdot 10^{+5}$ В/м; 2 - $E=2,0 \cdot 10^{+5}$ В/м

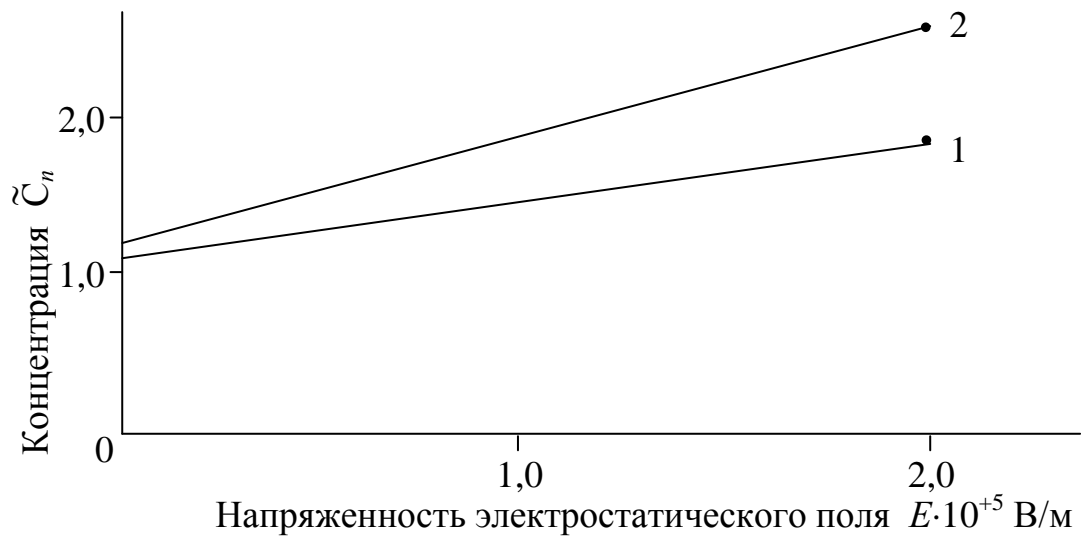


Рис. 4.13. Зависимость максимальной безразмерной концентрации \tilde{C}_n атомов водорода на межфазной поверхности «металл-вакуум» от напряженности электростатического поля: 1 – $i=0,5$; 2 – $i=1,0$

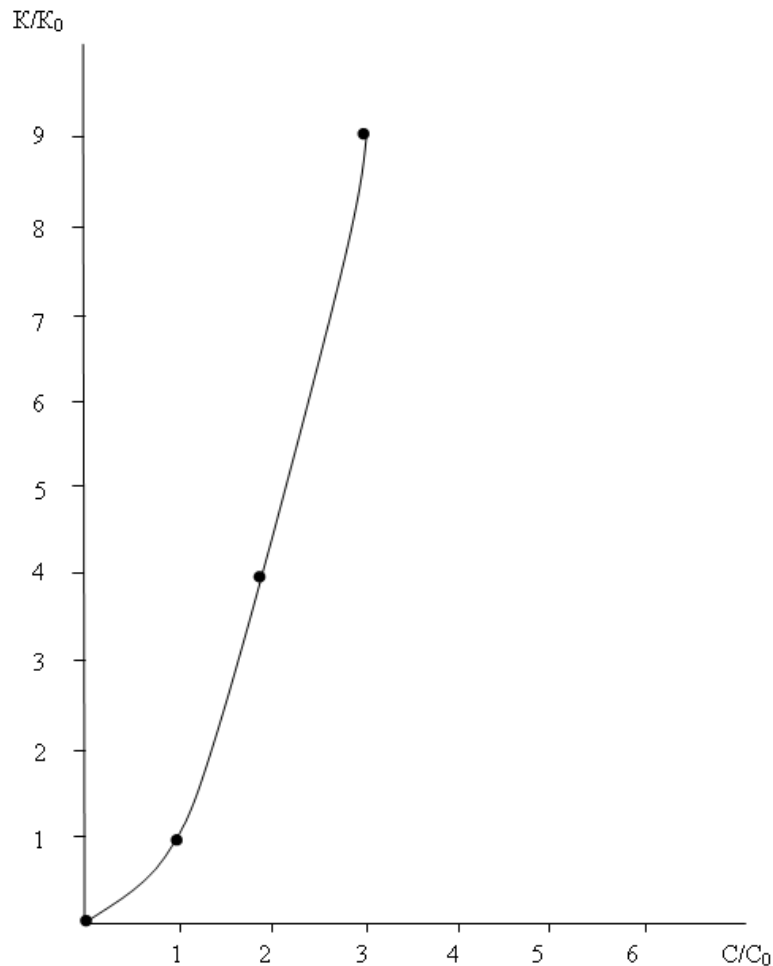


Рис. 4.14. Зависимость скорости реакции молизации на границе «металл-вакуум» ($K_0=K(C_0)$) от концентрации ионов водорода на этой межфазной поверхности

Из формулы (2.21) следует существенное влияние на величину текущей концентрации атомов водорода на поверхности «вакуум-металл» степени их ионизации i и напряженности электрического поля, выраженной параметром K_E .

На рис. 4.11 показан характер распределения безразмерной концентрации $\tilde{C}_n = C_n / C_{n,o}$ ($C_{n,o} = C_n$ при $E = 0$) атомов водорода на этой межфазной поверхности. Как следует из графика, при $i = 0$: $\tilde{C}_n = 1$, т.е. выполняется закон Сивертса в классической форме.

При $i > 0$ область $\tilde{C}_n > 1$ характеризует локализацию участков зеркала расплава стали в окрестности проекции на него границы электрода, на котором имеет место увеличение скорости химической реакции объединения атомов и ионов в нейтральные молекулы водорода. При этом величина максимальной плотности \tilde{C}_n (пик кривой графика) возрастает, как при возрастании E (рис. 4.12), так и при увеличении i , а при $i = 1$ достигает предельного значения (рис. 4.13).

Степень возрастания скорости химической реакции молизации в зависимости от локальной концентрации атомов водорода на поверхности «металл-вакуум» характеризуется квадратичной зависимостью (рис. 4.14).

Характер распределения ионизированной части атомов удаляемого газа по зеркалу металла, влияющий на тепломассообменный процесс, как в жидкой ванне, так и на этой границе, зависит от формы электрода, напряженности электростатического поля и, в общем случае, от скорости расплава в точках межфазной границы. Расчет теперь проведем для электродинамически равновесного случая и монолитного электрода цилиндрической формы, ось которого совпадает с осью вакууматора и ковша. Пусть толщина цилиндра намного меньше его радиуса, а нижнее основание, служащее источником электростатического поля отрицательного потенциала, параллельно поверхности движущегося расплава. Эту поверхность,

в первом приближении, будем считать плоской.

В расчетах следуем предложенному механизму рассматриваемого процесса для электродинамического равновесия системы, согласно которому эпюры динамического (в каждый момент времени) и соответствующего статического распределений эквивалентны.

Объемная плотность заряда рассматриваемых частиц в поверхностном слое зеркала металла $\rho = \rho(r, \varphi, z)$, а в случае осевой симметрии системы: $\rho = \rho(r, z)$.

Выбирая начало отсчета вертикальной координаты z на оси системы от поверхности расплава к электроду, радиальной координаты r - по поверхности расплава, рассмотрим искомое распределение вдоль r

$$\rho(r) = \rho(r, 0, 0).$$

В этих условиях уравнение Максвелла примет вид

$$\rho(r) - \left(\frac{\partial E'_z}{\partial z} \right)_0 = \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E'_r) \right], \quad (4.41)$$

где индекс "0" соответствует $\varphi = 0, z = 0$.

Обозначив левую часть уравнения (4.41) через $\rho'(r)$, будем иметь

$$\rho'(r) = \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E'_r) \right]. \quad (4.42)$$

Найдем величину $E'_r(r)$. Пусть Q – модуль суммарного отрицательного заряда электрода. Величина заряда в элементе $(dr_u, d\varphi_u)$ источника («и» - источник) есть

$$Q_0 = \frac{Q dS_u}{\pi R^2}, \quad (4.43)$$

где dS_u - площадь выделенного элемента;

R – радиус источника.

Поскольку

$$dS_u = \frac{2\pi r_u \cdot dr_u \cdot d\varphi_u}{2\pi} = r_u \cdot dr_u \cdot d\varphi_u,$$

то, следовательно, получим

$$Q_0 = \frac{Q \cdot r_u \cdot dr_u \cdot d\varphi_u}{\pi R^2}. \quad (4.44)$$

Модуль напряженности электростатического поля в точке $(r, 0, 0)$ зеркала металла

$$d^2 E(r) = \frac{k Q r_u \cdot dr_u \cdot d\varphi_u}{\pi R^2 l^2}, \quad (4.45)$$

где $l^2 = H^2 + (r - r_u \cdot \cos \varphi_u)^2$ - расстояние между выделенными элементами.

$$d^2 E_r = d^2 E \cdot \cos(\vec{E} \wedge \vec{e}_r) = d^2 E \cdot \cos(\vec{R}_E \wedge \vec{e}_r),$$

где $\vec{e}_r = (1, 0, 0)$ - вектор радиального направления зеркала металла;

\vec{R}_E - радиус-вектор направления \vec{E} , соединяющий точки $(r_u, \cos \varphi_u, \varphi_u, H)$ и $(r, 0, 0)$.

По определению скалярного произведения векторов

$$\cos(\vec{R}_E \wedge \vec{e}_r) = \frac{(\vec{R}_E, \vec{e}_r)}{|\vec{R}_E| \cdot |\vec{e}_r|} = \frac{(\vec{R}_E)_r}{|\vec{R}_E|}.$$

Следовательно, имеем

$$\cos(\vec{R}_E, \vec{e}_r) = \frac{(r - r_u \cos \varphi_u)}{\sqrt{H^2 + (r - r_u \cos \varphi_u)^2}},$$

$$d^2 E_r(r) = \frac{kQ}{\pi R^2} \cdot \frac{(r - r_u \cos \varphi_u) r_u \cdot dr_u \cdot d\varphi_u}{\left[H^2 + (r - r_u \cos \varphi_u)^2 \right]^{3/2}}. \quad (4.46)$$

В соответствии с уравнением (4.42), необходимо определить

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r E_r') = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r E_r), E_r' = -E_r.$$

Интегрируя (4.46) по r_u , находим

$$dE_r(r) = \frac{kQr}{\pi R^2} \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{r_u dr_u d\varphi_u}{\left[H^2 + (r_u \cos \varphi_u - r)^2 \right]^{3/2}} - \frac{kQ}{\pi R^2} \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{r_u^2 dr_u \cos \varphi_u d\varphi_u}{\left[H^2 + (r_u \cos \varphi_u - r)^2 \right]^{3/2}}. \quad (4.47)$$

Первый из интегралов правой части этого уравнения сведем к табличному ($m=0.5$)

$$\int \frac{xdx}{\left[(x-a)^2 + \varpi^2 \right]^{m+1}} = \frac{a(x-a) - \varpi^2}{2m\varpi^2 \left[(x-a)^2 + \varpi^2 \right]^m}.$$

В этих обозначениях

$$x = r_u; \quad a = r / \cos \varphi_u; \quad \varpi = H / \cos \varphi_u.$$

Следовательно, имеем

$$\begin{aligned} & \int_0^R \frac{r_u dr_u}{\left[H^2 + (r_u \cos \varphi_u - r)^2 \right]^{3/2}} = \\ & = \int_0^R \frac{1}{\cos^3 \varphi_u} \cdot \frac{r_u dr_u}{\left[(H / \cos \varphi_u)^2 + (r_u - r / \cos \varphi_u)^2 \right]^{3/2}} = \frac{1}{\cos^3 \varphi_u} \cdot \frac{a(x-a) - \varpi^2}{\varpi^2 \left[(x-a)^2 + \varpi^2 \right]^{1/2}} \Bigg|_0^R = \\ & = \frac{1}{H^2 \cos \varphi_u} \cdot \left[\frac{a(R-a) - \varpi^2}{\sqrt{(R-a)^2 + \varpi^2}} + \sqrt{a^2 + \varpi^2} \right]. \end{aligned} \quad (4.48)$$

Для нахождения второго из интегралов (4.47), рассмотрим промежуточные преобразования

$$\begin{aligned} & - \int \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{\left[(x-a)^2 + \varpi^2 \right]^{1/2}} \right] \cdot x dx = \\ & + \frac{1}{2} \int \frac{2(x-a)xdx}{\left[(x-a)^2 + \varpi^2 \right]^{3/2}} = \int \frac{x^2 dx}{\left[(x-a)^2 + \varpi^2 \right]^{3/2}} - a \int \frac{xdx}{\left[(x-a)^2 + \varpi^2 \right]^{3/2}}. \end{aligned}$$

Следовательно, имеем

$$\int \frac{x^2 dx}{\left[(x-a)^2 + \varpi^2 \right]^{3/2}} = a \int \frac{xdx}{\left[(x-a)^2 + \varpi^2 \right]^{3/2}} - \int \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{\left[(x-a)^2 + \varpi^2 \right]^{1/2}} \right) x dx = a \int_0^R \frac{xdx}{\left[(x-a)^2 + \varpi^2 \right]^{3/2}} +$$

$$+ \int_0^R \frac{dx}{[(x-a)^2 + \varpi^2]^{1/2}} - \left\{ \frac{x}{[(x-a)^2 + \varpi^2]^{1/2}} \right\}_0^R.$$

Таким образом, окончательно имеем

$$\int_0^R \frac{x^2 dx}{[(x-a)^2 + \varpi^2]^{3/2}} = a \int_0^R \frac{xdx}{[(x-a)^2 + \varpi^2]^{3/2}} + \int_0^R \frac{dx}{[(x-a)^2 + \varpi^2]^{1/2}} - \frac{R}{\sqrt{(R-a)^2 + \varpi^2}} \quad (4.49)$$

Интегралы в правой части вычисляем последовательно

$$a \int_0^R \frac{xdx}{[(x-a)^2 + \varpi^2]^{3/2}} = \frac{a}{H^2 \cos \varphi_u} \left[\frac{a(R-a) - \varpi^2}{\sqrt{(R-a)^2 + \varpi^2}} + \sqrt{a^2 + \varpi^2} \right],$$

что непосредственно следует из формулы (4.48).

Интеграл $\int_0^R \frac{dx}{[(x-a)^2 + \varpi^2]^{1/2}}$ сведем к табличному

$$\int \frac{dy}{\sqrt{y^2 + 1}} = \operatorname{arsh} y. \quad (4.50)$$

С этой целью преобразуем подынтегральную функцию

$$\begin{aligned} \int \frac{dx}{\sqrt{(x-a)^2 + \varpi^2}} &= \int \frac{d\left(\frac{x-a}{\varpi}\right)}{\sqrt{\left(\frac{x-a}{\varpi}\right)^2 + 1}} = \left[\operatorname{arsh}\left(\frac{x-a}{\varpi}\right) \right]_0^R = \\ &= \operatorname{arsh}\left(\frac{R-a}{\varpi}\right) - \operatorname{arsh}\left(-\frac{a}{\varpi}\right) = \operatorname{arsh}\left(\frac{R-a}{\varpi}\right) + \operatorname{arsh}\left(\frac{a}{\varpi}\right). \end{aligned} \quad (4.51)$$

После необходимых преобразований получим

$$dE_r = + \frac{2kQ}{\pi R^2} \int_0^\pi \left[\frac{R \cos \varphi_u}{\sqrt{\left(\frac{R \cos \varphi_u}{H} - \frac{r}{H}\right)^2 + 1}} - \operatorname{arsh}\left(\frac{R \cos \varphi_u}{H} - \frac{r}{H}\right) - \operatorname{arsh}\left(\frac{r}{H}\right) \right] d\varphi_u,$$

где $\varphi_u, r/H$ и R/H — безразмерные величины.

Введем новую функцию

$$F(r, \varphi_u) = \frac{\frac{R \cos \varphi_u}{H}}{\sqrt{\left(\frac{R \cos \varphi_u}{H} - \frac{r}{H}\right)^2 + 1}} - \operatorname{arsh}\left(\frac{R \cos \varphi_u}{H} - \frac{r}{H}\right) - \operatorname{arsh}\left(\frac{r}{H}\right). \quad (4.52)$$

С учетом (4.42), найдем

$$-\rho'(r) = \frac{kQ}{2\pi^2 R^2 r} \left[r \int_0^\pi F(r, \varphi_u) d\varphi_u \right] + \int_0^r \int_0^\pi F(r, \varphi_u) dr d\varphi. \quad (4.53)$$

На основании формулы (4.41), имеем

$$\rho(r) = \rho'(r) + \left(\frac{\partial E'_z}{\partial z} \right)_0.$$

Полагая на оси симметрии $r = 0$ и дифференцируя по z подинтегральное выражение, получим

$$\rho(r) = \rho'(r) + \frac{kQH}{\pi^2 R^2} \int_0^\pi \int_0^R \frac{r_u dr_u d\varphi_u}{\left[H^2 + r_u^2 \cos^2 \varphi_u \right]^2} = \rho'(r) + \frac{kQ}{2\pi^2 H^3} \int_0^\pi \frac{d\varphi_u}{\left[1 + \left(\frac{R}{H} \right)^2 \cos^2 \varphi_u \right]}, \quad (4.54)$$

где $\rho'(r)$ определяется формулой (4.53).

Для расчета уравнения гидродинамики введены совокупность безразмерных координат и зависимых переменных согласно следующим соотношениям:

$$\eta_1 = \frac{r}{L}; \eta_3 = \frac{z}{L}, \quad (4.55)$$

$$v_1 = \frac{v_r}{v_0}; v_3 = \frac{v_z}{v_0}; \pi = \frac{P}{P_0}. \quad (4.56)$$

Отметим, что исходная система дифференциальных уравнений конвективного теплопереноса может быть применена для более широкого класса процессов переноса в металлургических расплавах, чем рассматриваемые в данном разделе процессы. Выделение единичных процессов достигается определением краевых условий [185].

Граничные условия для уравнения гидрогазодинамики в безразмерном виде имеют вид:

– ось симметрии:

$$v_1 = 0, \quad (4.57)$$

$$\frac{\partial v_3}{\partial \eta_1} = 0. \quad (4.58)$$

– поверхность, ограничивающая объём металла (основание и боковая поверхность рафинировочной ёмкости):

а) основание

$$v_1 = 0, \quad v_3 = v_3(0) \cdot e^{-\gamma \eta_1^2}, \gamma > 0. \quad (4.59)$$

б) боковая поверхность: $v_1 = 0, v_3 = 0$.

При расчёте уравнения в переменных (φ, ψ) , конечно-разностные аппроксимации граничных условий для величин φ, ψ находились посредством расчётов, излагаемых ниже.

Рассмотрим выражение для вихря скорости на оси симметрии

$$\varphi_{/\eta_1=0} = \left(\frac{\partial v_3}{\partial \eta_1} \right)_{/\eta_1=0} - \left(\frac{\partial v_1}{\partial \eta_3} \right)_{/\eta_1=0} .$$

С учётом соотношений (4.57) и (4.58) находим

$$\varphi_{/\eta_1=0} = 0 . \quad (4.60)$$

Ось симметрии является линией тока. Постоянное значение функции тока на линии тока выбираем нулевым

$$\psi_{/\eta_1=0} = 0 . \quad (4.61)$$

Выражение для φ запишем в виде

$$\varphi = \frac{1}{\eta_1^2} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \eta_1} - \frac{1}{\eta_1} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_1^2} - \frac{1}{\eta_1} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_3^2} . \quad (4.62)$$

Разложение функции тока в ряд Тейлора в окрестности точки основания ёмкости с абсциссой $\eta_{1,j}$ с погрешностью $O(h^4)$ есть

$$\psi_{j,1} = \psi_{j,0} + ah \cdot \left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_3} \right)_{j,0} + \frac{h^2}{2} \cdot \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_3^2} \right)_{j,0} + \frac{ah^3}{6} \cdot \left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta_3^3} \right)_{j,0} . \quad (4.63)$$

Параметр (а) равен единице, если рассматривается нижнее основание

ёмкости, и равен минус единице, если речь идёт о верхнем её основании.

Точка с индексом “0” расположена в основании ёмкости, а с индексом “1” удалена по вертикали от точки “0” на расстояние ah . Значение φ в точке $(j,0)$ есть

$$\varphi_{j,0} = \frac{1}{\eta_{1,j}^2} \cdot \left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_1} \right)_{j,0} - \frac{1}{\eta_{1,j}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_1^2} \right)_{j,0} - \frac{1}{\eta_{1,j}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_3^2} \right)_{j,0}.$$

В этом выражении для верхнего основания имеем

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_1} \right)_{j,0} = \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_1^2} \right)_{j,0} = 0$$

Таким образом приходим к выражению

$$\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_3^2} \right)_{j,0} = -\eta_{1,j} \cdot \varphi_{j,0}.$$

Дифференцируя по η_3 , получим

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial \eta_3} \right)_{j,0} = \frac{1}{\eta_{1,j}^2} \cdot \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_3 \partial \eta_1} \right)_{j,0} - \frac{1}{\eta_{1,j}} \cdot \left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta_1^2 \partial \eta_3} \right)_{j,0} - \frac{1}{\eta_{1,j}} \cdot \left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta_3^2 \partial \eta_3} \right)_{j,0}.$$

Учитывая, что

$$\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_3 \partial \eta_1} \right)_{j,0} = \frac{\partial}{\partial \eta_1} \left\{ \left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_3} \right)_{j,0} \right\} = 0,$$

$$\left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta_3 \partial \eta_1^2} \right)_{j,0} = \frac{\partial^2}{\partial \eta_1^2} \left\{ \left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_3} \right)_{j,0} \right\} = 0,$$

имеем

$$\left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta_3^3} \right)_{j,0} = -\eta_{1,j} \cdot \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \eta_3} \right)_{j,0} = -\frac{\eta_{1,j}}{ah} \cdot (\varphi_{j,1} - \varphi_{j,0}).$$

Кроме того,

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_3} \right)_{j,0} = 0.$$

Подставив полученные выражения в (4.63) приходим к искомому соотношению по вертикали для верхнего основания емкости [52].

Разложение функции тока в ряд Тейлора в окрестности точки $\eta_{1,0}$, лежащей на боковой поверхности рафинировочной ёмкости, имеет вид

$$\psi_{i,1} = \psi_{i,0} + \left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_1} \right)_{i,0} \cdot (\eta_1^{(1)} - \eta_{1,0}) + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_1^2} \right)_{i,0} \cdot (\eta_1^{(1)} - \eta_{1,0})^2 + \frac{1}{6} \cdot \left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta_1^3} \right)_{i,0} \cdot (\eta_1^{(1)} - \eta_{1,0})^3 + O \cdot (h^4).$$

Здесь

$$\eta_1^{(1)} - \eta_{1,0} = -h.$$

Индекс “ i ” связан с координатой η_3 боковой поверхности, а индексы “0” и “1” – с точками $\eta_{1,0}; (\eta_{1,0} - h)$ соответственно.

Таким образом, с погрешностью $O(h^4)$ имеем

$$\psi_{i,1} = \psi_{i,0} - h \cdot \left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_1} \right)_{i,0} + \frac{h^2}{2} \cdot \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_1^2} \right)_{i,0} - \frac{h^3}{6} \cdot \left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta_1^3} \right)_{i,0}. \quad (4.64)$$

Значение φ в точке $(i,0)$ есть

$$\varphi_{i,0} = \frac{1}{\eta_{1,0}^2} \cdot \left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_1} \right)_{i,0} - \frac{1}{\eta_{1,0}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_1^2} \right)_{i,0} - \frac{1}{\eta_{1,0}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_3^2} \right)_{i,0}.$$

Замечая, что $\left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_1} \right)_{i,0} = 0$, $\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_3^2} \right)_{i,0} = \frac{\partial}{\partial \eta_3} \left\{ \left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_3} \right)_{/ \eta_{1,0}} \right\} = 0$,

приходим к выражению

$$\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_1^2} \right)_{i,0} = -\eta_{1,0} \cdot \varphi_{i,0}. \quad (4.65)$$

Дифференцируя, имеем

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial \eta_1} \right)_{i,0} = \frac{2}{\eta_{1,0}^2} \cdot \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_1} \right)_{i,0} - \frac{2}{\eta_{1,0}^3} \cdot \left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_1} \right)_{i,0} - \frac{1}{\eta_{1,0}} \cdot \left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta_1^3} \right)_{i,0} - \frac{1}{\eta_{1,0}} \cdot \left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta_1 \partial \eta_3^2} \right)_{i,0} + \frac{1}{\eta_{1,0}^2} \cdot \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_3^2} \right)_{i,0}.$$

Это выражение существенно упрощается с учётом следующих равенств

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_1} \right)_{i,0} = 0,$$

$$\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_3^2}\right)_{i,0} = \frac{\partial}{\partial \eta_3} \left\{ \left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_3}\right)_{/\eta_{1,0}} \right\} = 0,$$

$$\left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta_1 \partial \eta_3^2}\right)_{i,0} = \frac{\partial^2}{\partial \eta_3^2} \left\{ \left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_1}\right)_{/\eta_{1,0}} \right\} = 0.$$

Таким образом

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial \eta_1}\right)_{i,0} = \frac{\varphi_{i,0} - \varphi_{i,1}}{h} = \frac{2}{\eta_{1,0}^2} \cdot (-\eta_{1,0} \varphi_{i,0}) - \frac{1}{\eta_{1,0}} \cdot \left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta_1^3}\right)_{i,0}.$$

С учётом (4.65) находим

$$\left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta_1^3}\right)_{i,0} = \frac{\eta_{1,0}}{h} \cdot \varphi_{i,1} - \left(2 + \frac{\eta_{1,0}}{h}\right) \cdot \varphi_{i,0}.$$

Подставив выражения для $\left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta_1}\right)_{i,0}$; $\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_1^2}\right)_{i,0}$ и $\left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta_1^3}\right)_{i,0}$ в соответст-

вующее соотношение получим окончательно конечно-разностную аппроксимацию по радиальной линии сетки [52].

Нуль-вектору скорости металлического расплава на твёрдых поверхностях рафинировочной ёмкости придадим направление касательной к этим поверхностям. В этом случае граница ёмкости, кроме пористых элементов, становится линией тока. Постоянные значения функции тока на границе ёмкости принимаем нулевыми, т.е.

$$\psi_z = 0. \quad (4.66)$$

Найдем распределение функции тока и вертикальной компоненты

скорости расплава по основанию ковша с пористыми элементами.

Полная интенсивность продувки:

$$\Omega = \int_0^R 2\pi r \cdot v_z(r) dr = 2\pi v_0 \int_0^R r e^{-\gamma r^2} dr.$$

Интегрируя, получим

$$\Omega = \frac{\pi \cdot v_0 \cdot (1 - e^{-\gamma R^2})}{\gamma}.$$

Постоянную γ находим, логарифмируя выражение

$$v_z(r) = v_0 e^{-\gamma r^2},$$

где $v_0 = v_z(0)$ - масштаб скорости.

Вводя величину $E_v = v_z(R)/v_0$, получим

$$\gamma = \frac{1}{R^2} \cdot LN\left(\frac{1}{E_v}\right).$$

В безразмерном виде

$$v_3(\eta_1) = e^{-\gamma_1 \eta_1^2}, \quad \gamma_1 = \gamma \cdot L_0^2.$$

Распределение функции тока

$$\Psi(\eta_1) = -S\eta_1 \cdot v_3(\eta_1) d\eta_1 + C,$$

где C – постоянная интегрирования.

Интегрируя, получим

$$\Psi(\eta_1) = \frac{1}{2\gamma_1} \cdot e^{-\gamma_1 \eta_1^2} + C.$$

Поскольку $\eta_1 = 0$, $\Psi = 0$, то $C = -1/2 \gamma_1$, следовательно, имеем

$$\Psi(\eta_1) = \frac{1}{2\gamma_1} \cdot (e^{-\gamma_1 \eta_1^2} - 1).$$

Умножая обе части уравнения Пуассона для функции тока на η_1 , получим

$$\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_1^2} - \frac{1}{\eta_1} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \eta_1} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_3^2} = -\varphi \eta_1.$$

Представим выражение в скобках в виде

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_1^2} - \frac{1}{\eta_1} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \eta_1} = 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta_1^2} - \frac{1}{\eta_1} \cdot \frac{\partial}{\partial \eta_1} \left(\eta_1 \frac{\partial \psi}{\partial \eta_1} \right).$$

Итерационная схема переменных направлений [186] с учетом рассмотренных преобразований имеет вид

$$\frac{\psi^{j+1/2} - \psi^j}{\tau_j^{(1)}} = A_1 \psi^{j+1/2} + A_2 \psi^j + \varphi \eta_1, \quad (4.67)$$

$$\frac{\psi^{j+1} - \psi^{j+1/2}}{\tau_j^{(2)}} = A_1 \psi^{j+1/2} + A_2 \psi^{j+1} + \varphi \eta_1. \quad (4.68)$$

В этих соотношениях введены следующие обозначения

$$A_1 = 2 \frac{\partial^2}{\partial \eta_1^2} - \frac{1}{\eta_1} \frac{\partial}{\partial \eta_1} \left(\eta_1 \frac{\partial}{\partial \eta_1} \right),$$

$$A_2 = 2 \frac{\partial^2}{\partial \eta_3^2},$$

где j – номер итерации;

$\tau_j^{(1)}, \tau_j^{(2)}$ – итерационные параметры;

$\psi^{j+1/2}$ – промежуточная итерация.

Как известно, итерационные параметры подлежат выбору из условия минимума количества итераций. Учитывая сложность расчета оптимальных итерационных параметров, в расчете их значения принимаются равными единице.

Переход от j к $(j + 1)$ -й итерации достигается последовательным применением метода факторизации вдоль радиальных и вертикальных линий конечно-разностной сетки для трехточечных уравнений, формируемых из (4.67) и (4.68) соответственно. Рассмотрим их последовательно.

Общий вид трехточечного уравнения при расчете вдоль радиальных линий сетки

$$A_i \psi_{i-1}^{k+1/2} + B_i \psi_i^{k+1/2} + C_i \psi_{i+1}^{k+1/2} = +F_i^k, \quad (4.69)$$

где i – номер ее узла.

С учетом (4.67) имеем

$$\Psi_i^{k+1/2} - \tau_1 \cdot (A_1 \Psi^{k+1/2})_i = \Phi_i^k.$$

Коэффициенты для "чисто неявной" схемы расчета

$$A_i = 2\tau_1 / \Delta\eta_1^2 - 1; \quad C_i = 2\tau_1 / \Delta\eta_1^2 - (\eta_{1,i+1} / \eta_{1,i});$$

$$-B_i = 4\tau_1 / \Delta\eta_1^2 - (\eta_{1,i+1} / \eta_{1,i}); \quad -F_i^k = +\Phi_i^k,$$

где $\Phi = \Psi + \tau_1(\Lambda_2\Psi) + \tau_1 \cdot \varphi \cdot \eta_1$.

Трехточечное уравнение при расчете вдоль вертикальных линий сетки

$$A_j\Psi_{j-1}^{k+1} + B_j\Psi_j^{k+1} + C_j\Psi_{j+1} = F_j^{k+1/2}, \quad (4.70)$$

где j – номер ее узла.

Учитывая (4.68), имеем:

$$\Psi_j^{k+1} - \tau_2 \cdot (\Lambda_2\Psi^{k+1})_j = G_j^{k+1/2}.$$

Коэффициенты для "чисто неявной" схемы расчета

$$A_j = C_j = 2\tau_2 / \Delta\eta_3^2;$$

$$-B_j = 4\tau_2 / \Delta\eta_3^2 + 1; \quad -F_j^{k+1/2} = +G_j^{k+1/2},$$

где $G = \Psi + \tau_2(\Lambda_1\Psi) + \tau_2 \cdot \eta_1 \cdot \varphi$.

С целью удобства реализации уравнений теплопроводности и диффузии на ПЭВМ, запишем их в обобщенной форме

$$\frac{\partial Q}{\partial F_o} + Pe \cdot (\dot{v}, \dot{\nabla} Q) = w \cdot \dot{\Delta} Q, \quad (4.71)$$

θ - уравнение теплопроводности;

где $Q = \overset{\circ}{C}$ - уравнение диффузии;

l - уравнение теплопроводности;

$w=Lu$ - уравнение диффузии.

Расчетная схема переменных направлений:

$$\frac{\partial Q_1}{\partial F_o} = \frac{w}{\eta_1} \cdot \frac{\partial}{\partial \eta_1} \cdot \left(\eta_1 \cdot \frac{\partial Q_1}{\partial \eta_1} \right) - Pe \cdot v_1 \cdot \frac{\partial Q_1}{\partial \eta_1}, \quad (4.72)$$

$$Q_1(\eta_1, \eta_3, o) = Q_o(\eta_1, \eta_3), \quad (4.73)$$

$$\frac{\partial Q_3}{\partial F_o} = w \frac{\partial^2 Q_3}{\partial \eta_3^2} - Pe \cdot v_3 \cdot \frac{\partial Q_3}{\partial \eta_3}, \quad (4.74)$$

$$Q_3(\eta_1, \eta_3, F_o^k) = Q_1(\eta_1, \eta_3, F_o^{k+1}). \quad (4.75)$$

Коэффициенты трехточечного уравнения при прогонке вдоль радиальных линий конечно-разностной сетки

$$A_i = \frac{\sigma \cdot \Delta F_o}{\Delta \eta_1} \cdot \left[\left(\frac{w}{\Delta \eta_1} \right) \cdot \left(\frac{\eta_{1,i-1/2}}{\eta_{1,i}} \right) + \frac{Pe \cdot v_{1,i}}{2} \right],$$

$$C_i = \frac{\sigma \cdot \Delta F_o}{\Delta \eta_1} \cdot \left[\left(\frac{w}{\Delta \eta_1} \right) \cdot \left(\frac{\eta_{1,i+1/2}}{\eta_{1,i}} \right) - \frac{Pe \cdot v_{1,i}}{2} \right],$$

$$-B_i = \frac{2 \cdot \sigma \cdot w \cdot \Delta F_o}{\Delta \eta_1^2} + 1,$$

$$\begin{aligned}
-F_i^k &= Q_{i,j}^k \cdot \left[1 - \frac{(1-\sigma) \cdot w \cdot \Delta F_o}{\Delta \eta_1 \cdot \eta_{1,i}} \right] + \\
&+ Q_{i-1,j}^k \cdot \frac{(1-\sigma) \cdot \Delta F_o}{\Delta \eta_1} \cdot \left[\left(\frac{w}{\Delta \eta_1} \right) \cdot \left(\frac{\eta_{1,i-1/2}}{\eta_{1,i}} \right) + \frac{Pe \cdot v_{1,i}}{2} \right] + \\
&+ Q_{i+1,j}^k \cdot \frac{(1-\sigma) \cdot \Delta F_o}{\Delta \eta_1} \cdot \left[\left(\frac{w}{\Delta \eta_1} \right) \cdot \left(\frac{\eta_{1,i+1/2}}{\eta_{1,i}} \right) - \frac{Pe \cdot v_{1,i}}{2} \right].
\end{aligned}$$

Аналогичные коэффициенты при прогонке вдоль вертикальных линий сетки

$$A_j = \frac{\sigma \Delta F_o}{\Delta \eta_3} \cdot \left(\frac{w}{\Delta \eta_3} + \frac{Pe \cdot v_{3,j}}{2} \right),$$

$$C_j = \frac{\sigma \cdot \Delta F_o}{\Delta \eta_3} \cdot \left(\frac{w}{\Delta \eta_3} - \frac{Pe \cdot v_{3,j}}{2} \right),$$

$$-B_j = \frac{2 \cdot \sigma \cdot \Delta F_o \cdot w}{\Delta \eta_3^2} + 1,$$

$$\begin{aligned}
-F_j^k &= Q_{1,i,j} + Q_{1,i,j+1} \cdot \frac{(1-\sigma) \Delta F_o}{\Delta \eta_3} \cdot \left(\frac{w}{\Delta \eta_3} - \frac{Pe \cdot v_{3,j}}{2} \right) + \\
&+ Q_{1,i,j-1} \cdot \frac{(1-\sigma) \Delta F_o}{\Delta \eta_3} \cdot \left(\frac{w}{\Delta \eta_3} + \frac{Pe \cdot v_{3,j}}{2} \right).
\end{aligned}$$

Основой количественного исследования процессов конвективного теплообмена в системе «металл - всплывающие частицы» является математическая модель их гидродинамического взаимодействия. Выра-

женная в форме уравнений Навье-Стокса с соответствующими краевыми условиями [187], она определяет распределение линий тока в расчетной области. Характер этого распределения, зависящий от размера, формы, скорости всплывания частиц, специфики их рассредоточения по объему расплава, существенно влияет на конвективный теплообмен [188].

Методически оправдано вместо задачи нестационарного гидродинамического взаимодействия в системе «металл – всплывающие пузыри аргона», требующей больших затрат компьютерного времени, рассматривать цепочку соответствующих стационарных задач. Основа этого методического подхода – богатый экспериментальный материал, позволяющий оценить скорости частиц в зависимости от их размера и формы и, соответственно этому, определить граничные условия для системы стационарных дифференциальных уравнений гидродинамики.

Вместе с тем основной причиной замены нестационарного уравнения гидродинамики стационарным является известный факт слабого влияния на гидродинамическую структуру установившегося течения жидкого металла в рафинировочной емкости незначительного изменения (уменьшения) во времени температуры расплава и концентрации растворенного в нем водорода при внепечной обработке.

Многочисленные исследования свидетельствуют о том, что характер подъема газовых пузырей в жидкой среде существенно зависит от значения критерия Рейнольдса

$$Re = \frac{\omega \cdot R}{\nu} \quad , \quad (4.76)$$

где ω - скорость подъема газового пузыря;

R - радиус пузыря;

ν - кинематическая вязкость жидкости.

В.Г.Левич [39] выделяет следующие области значений числа Re .

В области малых чисел Re ($Re \ll 1$) пузыри имеют сферическую форму и всплывают по прямолинейным траекториям. Режим движения жидкости вблизи поверхности пузырей является вязким.

В переходной области ($\varepsilon < Re \leq 1$), где ε - малое число, газовый пузырь, имея эллипсоидальную форму, всплывает по вертикальной прямой линии. Режим обтекания жидкостью поверхности частицы является вязким.

При умеренных числах Re ($1 < Re \leq 700-800$) форма пузыря близка к эллипсоиду. Пузыри всплывают по прямолинейным траекториям. В кормовой части пузыря наступает явление отрыва, возникает турбулентное течение и появляется турбулентный след. Однако подавляюще большая часть площади пузыря занята безотрывным течением. Так, по данным В.Г.Левича, при $Re = 625$ область отрыва простирается лишь на 2° по обе стороны от кильватерной линии.

При больших числах Re ($Re > 800-1000$) пузыри всплывают по винтовым траекториям и имеют эллипсоидальную форму, которая не является строго фиксированной, а испытывает пульсационные сокращения. Это режим Гармати [189].

Дальнейшее увеличение значений критерия Re приводит к тому, что газовая частица приобретает форму диска или гриба, толщина которого мала по сравнению с поперечным размером [190].

И, наконец, по достижении некоторого значения Re происходит дробление пузыря на пузыри меньших размеров [39]. Установлено, что поднимающийся пузырь сплющивается, начинает пульсировать, в центре его образуется тонкая пленка, которая разрывается и частица распадается на группу более мелких. Согласно этой работе механизм дробления сводится к следующему. Увлечение газа, находящегося внутри пузыря, внешней жидкостью приводит к образованию движения внутри газового объе-

ма. Это движение создает внутри частицы динамический напор. Если он превышает удерживающие пузырь капиллярные силы, то частица разрывается. Условие дробления, следовательно, сводится к следующему:

$$k_f(\rho_r u_r / 2) \geq \frac{\sigma h}{l^2}, \quad (4.77)$$

что согласуется с экспериментальными данными.

Здесь: k_f – коэффициент трения;

σ – поверхностное натяжение жидкости;

h, l – геометрические характеристики пузыря;

ρ_r, u_r – плотность и скорость пузырькового газа [39].

В работе [191], в качестве определяющих безразмерных комплексов взяты величины

$$R/\delta_V \text{ и } R/\delta_\sigma,$$

где R – эквивалентный радиус пузыря;

δ_V – постоянная вязко-гравитационного взаимодействия;

δ_σ – капиллярная постоянная.

В этой работе установлено, что область, рассматриваемая В.Г. Левичем, как область больших чисел Рейнольдса, может быть описана следующими закономерностями при $(R^2/\delta_V\delta_\sigma) > 5$:

1. $\delta_V/\delta_\sigma < 0,2$.

Пузыри всплывают по винтовой линии и в их нижней части образуется вихревой след. Форма пузыря при увеличении его размера изменяется от эллипсоидальной до куполообразной. Наблюдается автомодельность числа Фруда от параметра R/δ_V .

2. $\delta_V/\delta_\sigma > 0,7$.

В корме пузыря образуется тороидальный вихрь. Форма частицы из-

меняется от эллипсоида со сглаженной нижней частью до сферического сегмента.

$$3. 0,2 \leq \delta_v / \delta_\sigma \leq 0,7.$$

Форма пузыря близка к диску, а скорость его всплывания можно определить из уравнения

$$Fr = 1. \tag{4.78}$$

Кроме того, если при этом $(R/\delta_\sigma) > 4$ и $(R/\delta_v) > 10$, то пузыри имеют форму сферического сегмента, который напоминает купол. Скорость частицы определяется равенством единице числа Fr.

В написанных соотношениях:

$$\delta_\sigma = \left[\frac{\sigma}{g(\rho_{жс} - \rho_r)} \right]^{1/2}, \tag{4.79}$$

$$\delta_v = \left[\frac{v^2}{g(1 - \rho_r / \rho_{жс})} \right]^{1/3}, \tag{4.80}$$

$$Fr = \omega^2 / gR. \tag{4.81}$$

Данные работы [191], приведенные выше, представляют значительную ценность, поскольку получены обобщением результатов автора и большого количества исследований других авторов.

С.С. Кутателадзе и М.А. Стырикович [192], исследуя скорости движения в воде пузырей воздуха размером от 0 до 20 мм, устанавливают следующие зависимости:

1. Область ламинарного обтекания пузырей малых и переходных размеров ($Re < 2$)

$$\omega = \frac{2}{9} g \frac{\rho_c - \rho_c}{\mu_c} \cdot r^2, \quad (4.82)$$

где r - эквивалентный радиус частицы.

Формула совпадает с математическим выражением закона Стокса для движения твердых шариков при малых числах Re . Таким образом, пузыри этих размеров поднимаются как твердые шарики. "Отвердевание" пузырьковой границы связано с влиянием поверхностно-активных веществ, присутствующих в жидкости [39].

2. Область движения пузырей умеренных размеров ($2 \leq Re < 4A^{0,42}$)

$$\omega = 1,35 \left[\frac{\sigma}{r(\rho_{жс} - \rho_r)} \right]^{0,5}. \quad (4.83)$$

Приведенная формула суть формула Адамара.

3. Область движения пульсирующих пузырей ($4A^{0,42} \leq Re < 3A^{0,5}$)

$$\omega = 0,33 \frac{g^{0,76}}{v_{жс}^{0,52}} \cdot r^{1,28} \quad (4.84)$$

4. Область движения крупных грибообразных пузырей ($Re \geq 3A^{0,5}$)

$$\omega = \left[\frac{4g\sigma(\rho_{жс} - \rho_r)}{\xi^2 \rho_{жс}^2} \right]^{1/4}, \quad (4.85)$$

где ξ - коэффициент сопротивления. Это формула Франк-Каменецкого.

Величина A , входящая в формулы, определяется выражением

$$A = \frac{\sigma_{ж}^{3/2} \cdot \rho_{ж}}{g \mu_{ж}^2 \sqrt{\rho_{ж} - \rho_r}} . \quad (4.86)$$

Приведенные формулы свидетельствуют о том, что скорость подъема газового пузыря в большинстве случаев зависит от его размера.

В работе [193] получено теоретическим путем уравнение для скорости подъема пузырей различного размера

$$\omega = \left[gr \frac{\rho_{ж} - \rho_r}{\rho_{ж} + \rho_r} + \frac{\sigma_{ж}}{r(\rho_{ж} + \rho_r)} \right]^{1/2} \quad (4.87)$$

Это уравнение удовлетворительно описывает экспериментальные данные во всем диапазоне изменения размеров пузырей, за исключением области $2r \leq 1,5$ мм, которая для металлургии не представляет практического интереса [56].

Для жидкого металла $\rho_r \ll \rho_{ж}$ и формула принимает вид

$$\omega = \left(gr + \frac{\sigma_{ж}}{r \rho_{ж}} \right)^{1/2} . \quad (4.88)$$

При $2r = 7-8$ мм для жидкой стали скорость ω проходит через минимум, в окрестности которого она слабо зависит от r . Для достаточно больших пузырей из (4.88) следует, что

$$\omega = (gr)^{1/2} . \quad (4.89)$$

Предположение, что на скорость подъема пузырей влияют поверхностно-активные вещества и чистота жидкости [194] подтвердились работой [195].

Именно поэтому формулы, полученные теоретическим путем в [39] для чистых жидкостей, описывающие скорости подъема сферических пузырей различного размера, на практике малопригодны, т.к. в реальных жидкостях, как правило, всегда присутствуют поверхностно-активные вещества. Формулы же (4.82) – (4.89) либо получены экспериментальным путем, либо хорошо согласуются с экспериментом и их практическая полезность поэтому несомненна.

Снижение скорости всплывания под влиянием поверхностно-активных веществ приводит к уменьшению числа Re и снижению степени турбулизации жидкости. С другой стороны, наличие поверхностно-активных веществ в жидкой среде увеличивает степень диспергирования в ней газа. Из этого вытекает, что поверхностные явления оказывают существенное влияние на гидродинамические условия и тепломассоперенос в жидкости.

Как указывалось выше, газовые частицы при своем подъеме в жидкости могут иметь различную форму. При деформации пузырей стабилизирующей силой является поверхностное натяжение жидкости, которое стремится свести к минимуму поверхность пузырей. Авторы работ [56, 196] подчеркивают, что степень деформации пузыря определяется числом Вебера

$$We = \frac{2r\rho_c\omega^2}{\sigma_{ж}}, \quad (4.90)$$

а не только размером пузыря, как считалось ранее. При этом, если $We < 2$, то форма пузыря близка к сферической. В противном случае она отклоняется от сферы и имеет вид сплюснутого сфероида, который при определенных условиях может вырождаться в диск [191].

В работе [197] показано, что закономерности движения пузырей и капель в отдельных режимах могут быть описаны одними и теми же без-

размерными соотношениями.

В случае движения группы пузырей, взаимодействие между ними происходит по ряду основных причин [198 - 202]:

1. При взаимном сближении пузырей вследствие относительного движения жидкости между ними.
2. В случае захвата движущимся пузырем в свою кильватерную зону других газовых частиц.
3. Для пузырей в жидкости с периодически изменяющимся давлением.

Влияние частиц друг на друга существенно зависит от расстояния между ними и их размера [203]. При этом существует предел расстояния между пузырями, при превышении которого их движение можно рассматривать как свободное. Для частиц диаметром 10,5; 6,0; 4,2 мм эти расстояния соответственно равны 92; 76; 53,7 мм [203].

В условиях продувки жидкого металла инертным газом через пористые элементы днища рафинировочной емкости с повышением интенсивности продувки увеличивается количество пузырей. Однако, это происходит неравномерно и до определенного значения этой характеристики. По визуальным наблюдениям на холодной модели, наряду с одинаковыми по размеру частицами появляются более крупные и происходит их слияние, что и приводит к тому, что роста количества пузырей при увеличении значения интенсивности продувки выше критического не происходит [36].

Режим продувки может быть пузырьковым, струйно-пузырьковым и струйным [204, 205]. При этом, истечение газа происходит в пузырьковом режиме, если значение критерия

$$\omega_0^{(2)} / \sqrt[4]{\sigma g / \gamma} < 0,6 ,$$

где $\omega_0^{(2)}$ - скорость газа, отнесенная к единице площади поперечного сечения ванны, м/с;

σ - коэффициент поверхностного натяжения жидкости, кгс/м;

γ - плотность жидкости кг/м³.

При расчете начального размера пузыря в момент отрыва от подины М.Я.Меджибожский [28] исходит из равенства сил поверхностного натяжения и подъемной силы в указанный момент времени

$$r_0 = (3r_n\sigma / 2g\rho)^{1/2}, \quad (4.91)$$

где r_0 - начальный радиус пузыря,

r_n - радиус поры в подине;

σ - поверхностное натяжение металла;

ρ - плотность металла.

Смирнов Н.И. и Полюта С.Е., рассматривая пузырьковый режим истечения газа в металл, рекомендовали следующую формулу для размера пузыря, образующегося в момент схода с пористой пробки [206]

$$\frac{d}{D} = 1,82 - 200 \left(\frac{\rho_s}{\rho_{жс} - \rho_r} \right)^{0,96} \cdot We^{*0,36}, \quad (4.92)$$

где D - диаметр поры, м;

d - диаметр пузыря, м;

σ - поверхностное натяжение металла, кгс /м;

g - ускорение силы тяжести, м/с²;

We^* - критерий Вебера, который определяется следующим образом:

$$We^* = \frac{\sigma}{D^2 \rho g}. \quad (4.93)$$

Формула (4.92) получена на основании обработки экспериментальных данных.

Обнаружена зависимость начального размера газовой частицы от расхода газа через капилляр. М. Сано, рассмотрев зарождение пузыря на одиночном сопле, помещенном в жидкий металл, предложил следующую полуэмпирическую зависимость [207]

$$d = \left[(6\sigma d_n / \rho_c g)^2 + 0,0242(v_2^2 \cdot d_n)^{0,867} \right]^{1/6}, \quad (4.94)$$

где d , d_n - диаметры пузыря и сопла;

v_2 - интенсивность продувки.

В работе [32] расчетным путем установлено, что время набора скорости пузырем аргона в жидкой стали невелико и составляет 0,1 с. При этом достигается скорость 0,283 м/с. Далее пузырь движется ускоренно с переменным ускорением от 0,004 до 0,01 м/с² и достигает скорости 0,325 м/с. Эти результаты, согласующиеся с формулой Франк-Каменецкого, полученные для капилляра 0,0005 м и высоты столба металла, равного 2 м. По данным тех же авторов, время всплытия газовых частиц в железоуглеродистом расплаве высотой 2 м при продувке через капилляр 0,0005 м составляет 6 с, согласуется с результатами холодного моделирования и на порядок меньше, чем при расчетах по формулам Стокса и Рыбчинского-Адамара.

Нагрев пузырькового газа после схода его с поры происходит практически мгновенно. Так, по данным работы [208] при скорости подъема частицы аргона 0,25 м/с нагрев газа до температуры металла происходит при высоте 0,0124 м.

Практически мгновенно происходит и термическое расширение пузырькового газа в момент его отрыва от поры, что авторы [209] мотивируют тем, что в случае использования газа, практически не ассимилируемого расплавом, например, аргона, передача тепла осуществляется за счет конвективного переноса.

При подъеме газового пузыря в жидком металле его размер увеличивается вследствие падения в нем давления в соответствии с уравнением изотермы [32]

$$pv = const . \quad (4.95)$$

Уравнение (4.95) справедливо для постоянной массы газа в пузыре. Последнее можно считать выполненным, если масса подведенного к частице растворенного в металле газа мала по сравнению с имеющейся в пузыре массы аргона. При этом предполагается, что испарения металла внутрь пузырей не происходит (что, как известно, имеет место при температурах продувки), а также давление в частице однородно (гомобаричность), что выполняется в случае, когда скорость движения газового объема намного меньше скорости звука в пузырьковом газе [210, 211].

В условиях продувки жидкости газами наблюдается подъем ее уровня. Введя критерии Архимеда и Вебера в соответствии с равенствами

$$Ar = v_z^{*2} \rho_z / (gH_0 \rho_c), \quad (4.96)$$

$$We = \sigma_c / (gH_0^2 \rho_c), \quad (4.97)$$

авторы работы [212] получили на основании обработки экспериментальных данных на ЭВМ следующую безразмерную зависимость:

$$\frac{\Delta H}{H_0} = 0,61(Ar / We)^{0,35} \quad , \quad (4.98)$$

где ΔH -подъем уровня жидкости, м;

H_0 - начальная высота уровня жидкости, м;

$\rho_z, \rho_{ж}$ - плотности газа и жидкости соответственно, кг/м³;

v_z^* - удельный расход газа, м³/(м²/с).

Для отрыва пузыря аргона от поры должна быть совершена работа преодоления сил атмосферного и ферростатического давлений, поверхностного натяжения ($2\sigma/r$), а также силы сопротивления системы аргонопровода (δ_1 , кгс/см²) и пористой вставки (δ_2 , кгс/см²) [32]. Для стабильности продувки авторы указанной работы рекомендуют иметь в наличии некоторый избыток давления аргона ($\delta_3 = 0.10-0.15$ кгс/см²). Таким образом, для продавливания газа через поры минимальное давление в аргонопроводе должно удовлетворять условию

$$P = P_{at} + \gamma_m h_m + \gamma_{ш} h_{ш} + 2\sigma / r + \delta_1 + \delta_2 + \delta_3. \quad (4.99)$$

Равенство (4.99) выражает собой необходимое условие устойчивости продувки жидкого металла газами.

Рафинирование жидкого металла от газов продувкой инертным газом через пористые элементы в днище рафинировочной емкости обусловлено тепломассопереносом растворенных в металле газов к поверхности движущихся пузырей. Реакции, протекающие на этих поверхностях, как известно, являются гетерогенными. В работе [28] выделяются следующие стадии процесса тепломассопереноса/

1. Подвод реагентов к зоне реакции, где сталкиваются частицы реагирующих веществ.

2. Собственно химическая реакция, т.е. акт, в результате которого частицы исходных веществ превращаются в частицы продуктов реакции.

3. Отвод продуктов реакции из зоны реакции.

Константа скорости химической реакции в соответствии с уравнением Аррениуса, как известно, равна

$$K = K_0 e^{-E/RT}, \quad (4.100)$$

где E - энергия активации, Дж/моль;

R - универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К);

T - абсолютная температура, К.

Обычно считают, что при $E \geq 400$ (по данным Ричардсона, при $E \geq 1000$) процесс находится в кинетической области (лимитируется скоростью химической реакции); $E \leq 150$ - в диффузионной (лимитируется скоростью диффузии); $150 < E < 400$ - в промежуточной области. Интенсивность диффузионного процесса в значительной степени определяется гидродинамическим фактором [39]. Как известно, суммарный процесс диффузии, т.е. конвективная диффузия вещества в жидкости, обусловлен двумя различными механизмами.

1. При наличии разности концентраций в неподвижной жидкости возникает молекулярная диффузия.

2. Частицы вещества, растворенного в жидкости, увлекаются жидкостью в процессе ее движения и переносятся вместе с ней.

Уравнение конвективной диффузии вещества, растворенного в жидкости имеет вид

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} + (v, \nabla)c = D \nabla^2 c + Q_0, \quad (4.101)$$

где c - концентрация растворенного вещества;

τ - время;

v - вектор скорости жидкости;

D - коэффициент диффузии;

Q_0 - мощность источника.

Уравнение (4.101) относится к несжимаемой ньютоновской жидкости, в частности, к жидкому металлу. Оно охватывает широкий класс задач. Для выделения конкретной задачи из данного класса проводят постановку краевых, т.е. начальных и граничных условий.

Коэффициент диффузии D зависит от концентрации растворенного в жидкости вещества и температуры. Если концентрация мала, то значение D считают не зависящим от концентрации. Характерной особенностью жидкости является то, что уже при весьма малых ее скоростях перенос вещества конвекцией преобладает над его переносом при помощи молекулярной диффузии [39].

В стационарных условиях число частиц, реагирующих в единицу времени на поверхности реакции, равно числу частиц, подведенных к этой поверхности

$$-D \left(\frac{\partial c}{\partial n} \right)_z = K c_z^m, \quad (4.102)$$

где K - константа скорости реакции;

m - порядок реакции;

" z " - индекс, отнесенный к поверхности реакции.

Согласно современным представлениям на механизм тепломассопереноса в многофазных системах [56], в каждой фазе различают две области: ядро и пограничный слой, прилегающий к поверхности раздела фаз. Перенос вещества в основном объеме - ядре, где, как правило, имеет место турбулентный режим течения, происходит преимущественно турбулентной диффузией; здесь коэффициент турбулентной диффузии намного

больше коэффициента молекулярной диффузии. Интенсивные турбулентные пульсации в ядре потока приводят к поддержанию постоянства концентрации переносимого в нем вещества. Ближе к поверхности раздела фаз, в области турбулентного пограничного слоя, турбулентные пульсации постепенно затухают. Однако здесь молекулярная вязкость и диффузия еще не играют заметной роли, а количество движения и вещества переносятся турбулентными пульсациями. Далее, по мере приближения к поверхности раздела фаз, имеет место область вязкого подслоя, в котором эти пульсации становятся столь малыми, что количество движения, переносимое молекулярной вязкостью преобладает над турбулентным механизмом. Но, несмотря на малость турбулентных пульсаций, они все же переносят больше вещества, чем в условиях молекулярной диффузии. И, наконец, в самой глубине вязкого подслоя, в области диффузионного пограничного слоя, молекулярный механизм диффузии начинает преобладать над турбулентным.

Толщина диффузионного пограничного слоя, как известно, зависит от скорости течения потока жидкости, природы диффундирующего вещества и т.д. Она, вообще говоря, непостоянна в различных точках реакционной поверхности. Среди известных методов определения толщины диффузионных пограничных слоев (теоретического, экспериментального и холодного моделирования) предпочтение отдается комплексному методу, основанному на сочетании указанных методов.

Введение в систему поверхностно-активных веществ, которые вследствие адсорбции на межфазной поверхности уменьшают коэффициент поверхностного натяжения жидкости, вызывает снижение скорости массопереноса [56]. Механизмы влияния поверхностно-активных веществ на массоперенос, следуя рассматриваемой работе, могут быть следующими:

1. Адсорбированные молекулы экранируют поверхность и тем самым снижают площадь активной границы раздела фаз. Изменение коэффициен-

та поверхностного натяжения при этом равно

$$\Delta\sigma = \frac{RT}{A_0} [0,1 \ln(1 - A_0 \cdot \vartheta) - 0,9 A_0] \quad , \quad (4.103)$$

где R - универсальная газовая постоянная;

T - абсолютная температура;

A_0 - эффективная площадь поперечного сечения адсорбированных молекул;

ϑ - величина адсорбции, рассчитываемая по уравнению Гиббса.

$$\vartheta = - \frac{c}{RT} \frac{\partial \sigma}{\partial c} \quad , \quad (4.104)$$

где c – концентрация ПАЭ в жидкости.

Соотношение (4.103) удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными и дает величину изменения σ в зависимости от степени блокирования свободной поверхности частицами поверхностно-активного вещества.

2. Некоторые поверхностно-активные вещества, адсорбируясь на поверхности раздела, увеличивают ее жесткость, что уменьшает вероятность проникновения турбулентных пульсаций к межфазной границе и приводит к уменьшению скорости тепломассопереноса.

3. Поверхностно-активные компоненты расплава обладают различной поверхностной активностью. Будучи адсорбированными на границе раздела фаз, они в свою очередь могут, согласно гипотезе Хайчинсона, адсорбировать другие компоненты. Это усиливает их блокирующее воздействие и уменьшает скорость тепломассопереноса.

Необходимо отметить возможность сноса поверхностно-активных

веществ с пузырьковой поверхности в объем металла [39], что уменьшает отрицательное их воздействие на массоперенос.

Справедливо замечание автора статьи [213] С.И. Сапиро, что решающее влияние на тепломассоперенос оказывают именно поверхностные характеристики системы. При этом могут иметь место процессы, вполне осуществимые на основе объемной химической термодинамики ($\Delta G < 0$), но они, однако, не протекают, т.к. невозможны на основе термодинамики поверхностных явлений.

Процессы адсорбции и диффузии могут накладываться друг на друга, определяя результирующую скорость тепломассопереноса.

Впервые вопрос о скорости растворения газового пузыря, поднимающегося в жидкости, был рассмотрен Хигби. Согласно его теории, при тепломассообмене в системе «пузырь газа – жидкость» условное время их взаимного контакта принимается равным времени подъема пузыря на высоту, равную его диаметру, что дает [56]

$$\beta = \sqrt{\frac{2D\omega}{\pi r}} \quad , \quad (4.105)$$

где β - коэффициент массоотдачи.

Выражение (4.105) показывает, что коэффициент массоотдачи зависит от размера пузыря, скорости его подъема в жидкости и коэффициента диффузии растворяющегося в жидкости газа.

Однако теория Хигби заключает в себе существенный недостаток: она непосредственно не учитывает гидродинамические условия, в которых протекает процесс тепломассообмена.

Теория диффузионного пограничного слоя (конвективного тепломассопереноса) учитывает гидродинамические условия, и их влияние на процесс массопереноса. Однако применительно к границе «газ – жид-

кость» эта теория разработана недостаточно.

Как указывалось выше, режим обтекания пузырей жидкостью в области малых и переходных чисел Re является безотрывным. В области умеренных чисел Re подавляющая часть площади пузырей занята безотрывным течением, за исключением малого объема в кормовой части пузырей, в которой имеется область отрыва.

В.Г. Левичем [39] было высказано предположение, что и в случае больших чисел Re режим обтекания газовых пузырей жидкостью будет мало отличаться от безотрывного. Это экспериментально подтверждено авторами работы [38], которые, отмечая трудность непосредственного определения величины диффузионного потока газа через поверхность пузыря, исследовали зависимость объема пузыря от пройденного им пути

В.Г. Левич [39], рассматривая вопрос о растворении труднорастворимых газов, скорость которого лимитируется диффузионным отводом растворяющегося вещества от поверхности пузыря в объем жидкости, получил выражение

$$J = 8\sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{D\omega}{r} \right)^{1/2} \cdot r^2 \cdot (c_n - c), \quad (4.106)$$

которое применимо и для случая выделения газа из жидкости через поверхность всплывающих пузырей.

Здесь J - полный диффузионный поток;

c_n, c - концентрации вещества на поверхности пузыря и в объеме жидкости;

D - коэффициент диффузии;

r - радиус пузыря;

ω - скорость его подъема в жидкости.

В безразмерном виде это выражение принимает вид [56]

$$Nu_D = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot Re^{1/2} Pr^{1/2}. \quad (4.107)$$

Формулы (4.106) - (4.107) получены для области умеренных чисел Re при следующих допущениях.

1. Пузырь обладает сферической формой.
2. Поле скоростей обтекающего пузырь потока совпадает с профилем скоростей идеальной жидкости.
3. На поверхности частицы отсутствуют поверхностно-активные вещества.

Применительно к расчету тепломассообмена в жидкой стали с целью хорошего согласования с экспериментальными данными, в работе [56] рекомендуются в качестве ω в формуле (4.106) использовать выражение (4.87).

Можно показать [56], что уравнение (4.106) дает одинаковое с теорией Хигби выражение для величины коэффициента массоотдачи. Следовательно, в области умеренных чисел Re теория диффузионного пограничного слоя и теория Хигби приходят к одинаковому результату.

При малых числах Re коэффициент массоотдачи в жидкой фазе есть

$$\beta_c = \sqrt{\frac{2\omega D}{3\pi(1 + \mu_c / \mu_c)}}, \quad (4.108)$$

что в 1.7 раза меньше расчетов по формуле Хигби.

Для больших значений критерия Рейнольдса в соответствии с [39] имеем

$$J / 4\pi r^2 \cong r^{1/4}. \quad (4.109)$$

Слабая зависимость удельного потока массы от размера пузыря со-

гласуется с экспериментальными данными.

Авторы работы [37], исследуя растворение пузырей CO_2 в воде и водных растворах декстрозы, пришли к выводу, что интенсивность тепло-массопереноса при барботаже определяется преимущественно развитием межфазной поверхности (увеличением числа пузырей в системе) и лишь в небольшой степени интенсифицируется за счет турбулизации жидкости. Таким образом, перенос вещества определяется в основном течением жидкости в окрестности пузырей и слабо зависит от степени турбулизации жидкости в объеме ванны. Вследствие этого закономерности тепло-массопереноса, полученные для одиночных пузырей, остаются в силе и при массовом барботаже ванны газовыми пузырями. Лишь при пенообразовании эти закономерности видоизменяются.

Диффузионный поток на поверхность газовых частиц при прочих равных условиях зависит также от времени пребывания пузыря в жидкости, что связывается с адсорбцией поверхностно - активных веществ и условиями обтекания пузырей [214], а также со степенью насыщения пузырей удаляемым из расплава газом.

Стационарная математическая модель гидродинамической задачи отдельно для случаев одного, двух и трех пузырей сформулирована в работе [188], в которой и компьютерная модель разрабатывалась отдельно для одного, двух и трех пузырей. Вместе с тем актуальна разработка обобщающей стационарной компьютерной модели для произвольного количества пузырей, близко расположенных друг к другу по вертикали в условиях интенсификации процессов тепло-массопереноса.

Как показал аналитический обзор современного состояния вопроса [215 - 218], в настоящее время отсутствуют математические и компьютерные модели гидродинамического взаимодействия вязкой жидкой среды с системой неравномерно распределенных по траектории всплывания частиц, размер, форма и скорость всплывания которых различны. Суще-

вующие, но имеющие менее обобщенный характер разработки не учитывают специфики процессов внепечного рафинирования металла от газов. Особенностью последних является, в частности, необходимость учета фактора интенсификации тепломассообменных процессов, при котором всплывающие частицы близко расположены друг к другу по вертикали.

В обобщающей математической формулировке [187] рассматриваемой задачи в качестве масштабных выбираем эффективный радиус и скорость пузырей, имеющей максимальный объем, а также гидростатическое давление столба жидкого металла в основании рафинировочной емкости.

Необходимо, наконец, получить разностные аппроксимации граничных условий для φ, ψ (вихря скорости и функции тока) на поверхностях всплывающих частиц.

В выражении для φ , выраженного через компоненты скорости [187], перейдем для удобства к локальной правой системе координат (n, S) , получающейся поворотом исходной системы координат на угол ϕ , равный углу между внешней нормалью в данной точке границы соответствующей частицы и осью $o\eta_3$ исходной системы координат.

Формулы, связывающие координаты и компоненты скорости относительно этих систем координат, имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \eta_3 &= n \cdot \cos \phi + S \cdot \sin \phi, & \hat{v}_3 &= \hat{v}_n \cos \phi + \hat{v}_s \sin \phi, \\ \eta_1 &= -n \sin \phi + S \cdot \cos \phi, & \hat{v}_1 &= -\hat{v}_n \sin \phi + \hat{v}_s \cos \phi, \\ n &= \eta_3 \cos \phi - \eta_1 \sin \phi, & \hat{v}_n &= \hat{v}_3 \cos \phi - \hat{v}_1 \sin \phi, \\ S &= \eta_3 \sin \phi + \eta_1 \cos \phi, & \hat{v}_s &= \hat{v}_1 \cos \phi + \hat{v}_3 \sin \phi. \end{aligned} \right\} (4.110)$$

Приведем необходимые выкладки по расчёту φ

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \widehat{v}_3}{\partial \eta_1} - \frac{\partial \widehat{v}_1}{\partial \eta_3} = \varphi = & -(\sin \phi) \cdot \widehat{v}_n \cdot \left(-\sin \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} + \cos \phi \frac{\partial \phi}{\partial s} \right) + (\cos \phi) \cdot \left(-\sin \phi \frac{\partial \widehat{v}_n}{\partial n} + \cos \phi \frac{\partial \widehat{v}_n}{\partial s} \right) + \\
& + (\cos \phi) \cdot \widehat{v}_s \cdot \left(-\sin \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} + \cos \phi \frac{\partial \phi}{\partial s} \right) + \sin \phi \left(-\sin \phi \frac{\partial \widehat{v}_s}{\partial n} + \cos \phi \frac{\partial \widehat{v}_s}{\partial s} \right) + \\
& + (\cos \phi) \cdot \widehat{v}_n \cdot \left(\cos \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} + \sin \phi \frac{\partial \phi}{\partial s} \right) + \sin \phi \left(\cos \phi \frac{\partial \widehat{v}_n}{\partial n} + \sin \phi \frac{\partial \widehat{v}_n}{\partial s} \right) + \\
& + (\sin \phi) \cdot \widehat{v}_s \cdot \left(\cos \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} + \sin \phi \frac{\partial \phi}{\partial s} \right) - \cos \phi \left(\cos \phi \frac{\partial \widehat{v}_s}{\partial n} + \sin \phi \frac{\partial \widehat{v}_s}{\partial s} \right).
\end{aligned}$$

Раскрывая скобки и приводя подобные члены, найдём

$$\varphi = \left(\frac{\partial \widehat{v}_n}{\partial \widehat{s}} - \frac{\partial \widehat{v}_s}{\partial \widehat{n}} \right) + \left(\widehat{v}_n \frac{\partial \phi}{\partial \widehat{n}} + \widehat{v}_s \frac{\partial \phi}{\partial \widehat{s}} \right). \quad (4.111)$$

Из определения угла ϕ следует, что на поверхности всплывающих частиц выполняется равенство

$$\frac{\partial \phi}{\partial \widehat{n}} = 0. \quad (4.112)$$

Кроме того

$$\frac{\partial \widehat{v}_n}{\partial \widehat{s}} = \frac{\partial}{\partial \widehat{s}} (\widehat{v}_3 \cos \phi - \widehat{v}_1 \sin \phi) = -\frac{\partial \phi}{\partial \widehat{s}} (\widehat{v}_3 \sin \phi + \widehat{v}_1 \cos \phi) = -\frac{\partial \phi}{\partial \widehat{s}} \cdot \widehat{v}_s. \quad (4.113)$$

При дифференцировании в выражении (4.113) учтено, что на границе частицы v_1, v_3 не зависят от координаты S .

Подставив (4.112) и (4.113) в (4.111) находим

$$\varphi_z = -\left(\frac{\partial \widehat{v}_s}{\partial \widehat{n}} \right)_z. \quad (4.114)$$

Значение функции тока на поверхности частицы

$$\frac{\partial \psi}{\partial \eta_1} = -\hat{v}_i \cdot \eta_{1,2}.$$

Интегрируя по поверхности частиц с учётом постоянства величины \hat{v}_i , найдём

$$\psi_2 = -\frac{\hat{v}_i}{2} \eta_{1,2}^2 + C.$$

Постоянную интегрирования C найдём из условия

$$\psi_2 = 0 : \eta_{1,2} = 0.$$

Таким образом

$$\psi_2 = -\frac{\hat{v}_i}{2} \eta_{1,2}^2. \quad (4.115)$$

Разработана следующая последовательность вычислительных операций:

1. Выбор исходных данных, включая количество всплывающих пузырей аргона в условиях интенсификации тепломассообменных процессов.
2. Формирование конечно-разностной сетки.
3. Расчёт функции тока и построение линии тока [187].

Рассмотрим отдельные вычислительные звенья.

1. Исходные данные, вводимые в ПЭВМ, включают геометрические размеры ковша (радиус оснований, высота столба жидкого металла); геометрические параметры всплывающих эллипсоидальных пузырей (размеры больших и малых полуосей); шаг пространственной конечно - разностной сетки (количество разбиений расчетной области на участки в вертикальном и радиальном направлениях); произвольное количество всплывающих пузырей; геометрическое расположение этих частиц в расчетной

области (координаты точек границ); локализация границы раздела металл-шлак (координаты ее фиксированных точек); физические характеристики процесса (плотность, динамическая вязкость, коэффициент поверхностного натяжения металла, ускорение силы тяжести); скорости всплывания пузырей.

2. Рассматриваемое звено выполняет следующие задачи: формирование конечно-разностной сетки в системе всплывающих пузырей; формирование характерных точек границ раздела фаз, в которых производится расчет параметров задачи, а именно, определение их координат и ориентации границ разделов в этих точках.

Процедура формирования конечно - разностной сетки сводится к следующему: а) анализ точек на принадлежность одной из областей (металл, пузыри, атмосфера); б) выделение точек расплава, лежащих в окрестности границ раздела фаз, т.е. на расстоянии $(0, h)$ от них; в) формирование массива, ставящего в соответствие каждой точке (узлу сетки) рассматриваемой области некоторый признак, по которому определяется ее тип. При этом имеет место три типа точек: точка принадлежит пузырю или атмосфере; точка объема расплава, лежащая в окрестности рассматриваемой границы раздела фаз; остальные точки металла; г) объединение в единый массив для каждого всплывающего пузыря. Печать единого массива дает наглядное представление о сформированной конечно разностной сетке.

Последовательность формирования характерных точек границ раздела фаз включает следующие этапы: а) последовательное опускание перпендикуляров из узлов сформированной конечно - разностной сетки второго типа на рассматриваемую границу раздела фаз; б) определение координат оснований этих перпендикуляров; в) нумерация найденных характерных точек по часовой стрелке; г) нумерация узлов конечно - разностной сетки второго типа, исходя из соответствующей нумерации характерных точек границы раздела фаз; д) нахождение угла ориентации текущей гра-

ницы раздела фаз в характерных точках. При этом угол формируется в направлении часовой стрелки, начиная от вертикальной оси выбранной нами цилиндрической системы координат.

Блок-схемы компьютерных модулей, соответствующих разработанному алгоритму, приведены на рис. 4.15 – 4.17.

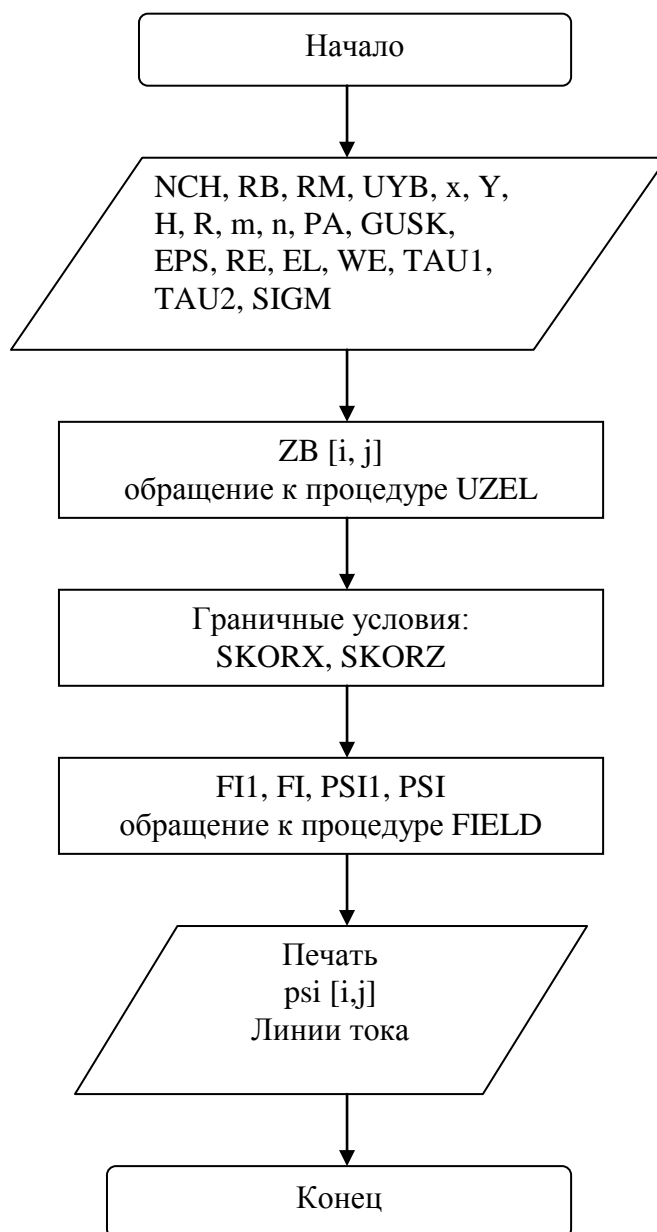


Рис. 4.15. Блок-схема компьютерного модуля по построению функции тока

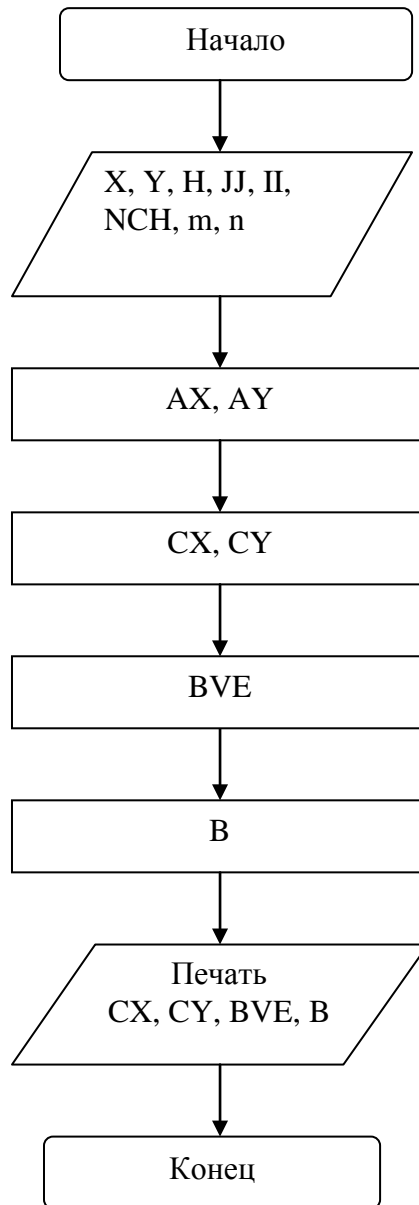


Рис. 4.16. Блок-схема компьютерного модуля по определению принадлежности точек расчетной области одной из фаз (пузырь, расплав, атмосфера)

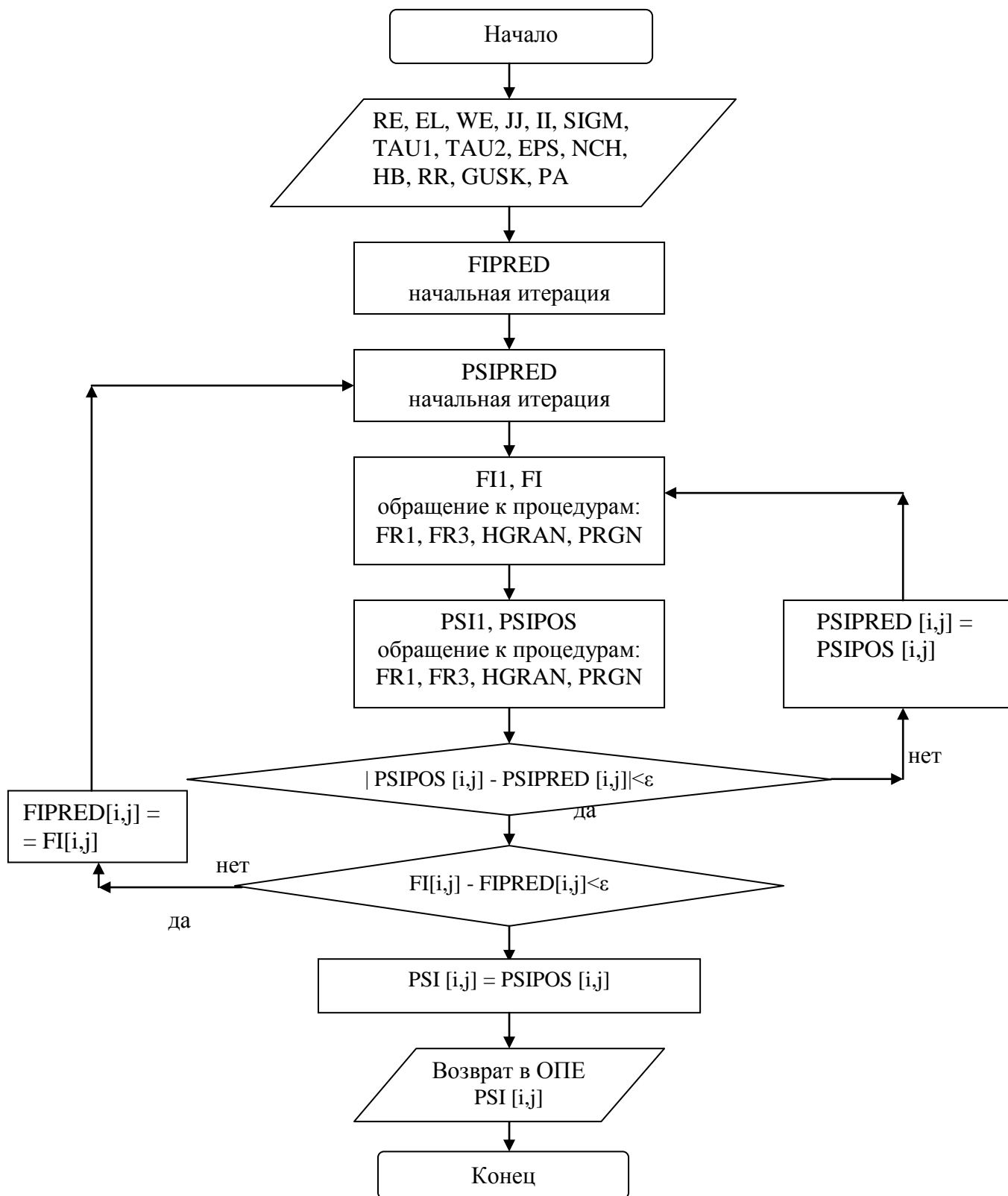


Рис. 4.17. Блок-схема компьютерного модуля по расчету 2-х мерных характеристик поля скоростей расплава

Основные условные обозначения блок-схемы компьютерного модуля (рис. 4.15), ответственного за расчет поля скоростей расплава в системе всплывающих пузырей: NCH – количество всплывающих частиц; RB, RM – одномерные массивы длин их безразмерных полуосей (большой и малой); VYB – одномерный массив скоростей всплывания пузырей в жидкой ванне; X, Y – двумерные массивы радиальной и вертикальной координат их фиксированных граничных точек; H, R – высота и радиус жидкой ванны; m , n – количество участков разбиения их при расчете конечно-разностным методом с параметром SIGM; PA – величина атмосферного давления; GUSK – ускорение силы тяжести; EPS – погрешность расчета функции тока в итерационном процессе с параметрами TAU1, TAU2; RE, EL, WE – численные значения критериев Рейнольдса, Эйлера и Вебера; ZB – двумерный объединенный массив, определяющий принадлежность точек расчетной области одной из выделенных фаз; FI, PSI – вихрь скорости и функция тока; FI1, PSI1 – их двумерные распределения при прогонке вдоль радиальных линий конечно-разностной сетки.

Условные обозначения блок-схемы компьютерного модуля (рис. 4.16): JJ, II – количество узлов конечно-разностной сетки в вертикальном и радиальном направлениях; AX, AY – одномерные массивы координат приграничных узлов сетки для выбранного пузыря; CX, CY – одномерные массивы оснований перпендикуляров, опущенных из приграничных узлов на поверхность этой частицы, BVE – одномерный массив углов ориентации этих перпендикуляров; B – двумерный массив, определяющий принадлежность точек расчетной области одной из выделенных фаз (объем пузыря, объем расплава, атмосферы).

В блок-схеме компьютерного модуля (рис. 4.17) приняты следующие условные обозначения: TAU1, TAU2 – итерационные параметры; HB – безразмерный шаг сетки; SIGM = 0,5; EPS – погрешность расчета; FIPRED, PSIPRED – распределения FI, PSI, относящиеся к предыдущему моменту

времени; PSIPOS – то же, но к последующему моменту; FR1, FR3 – процедуры формирования граничных условий при прогонке вдоль радиальных и вертикальных линий сетки; HGRAN – процедура расчета длин граничных шагов сетки; PRGN – процедура прогонки; ОПЕ – основная программная единица.

Тестовая проверка разработанной компьютерной программы осуществлялась по результатам случая всплывания двух пузырей [188]. При этом результаты оказались качественно идентичными.

На рис. 4.18 показан полученный на основе этой программы характер распределения линий тока для $n = 4$.



Рис. 4.18. Осесимметричное распределение линий тока в расплаве металла при всплывании пузырей аргона

Линии тока в исследуемой области имеют, как показал расчет, замкнутый характер, определяемый условиями интенсификации процессов

конвективного тепломассопереноса. При этом все точки поверхности фиксированного пузыря обладают одинаковой скоростью, равную скорости их всплывания как целого (по величине и направлению). Вертикальная направленность этой скорости при наличии условий прилипания и непроницаемости означает, что линии тока выходят с верхней части границы пузыря параллельно вертикальной оси и под таким же углом входят в ее нижнюю часть [187].

Поверхности рафинировочной емкости неподвижны и при обтекании расплавом, в условиях интенсификации процессов тепломассопереноса, являются линиями тока и оказывают на движение металла существенное влияние, объясняя замкнутый характер линий тока в расчетной области.

По мере всплывания пузырей они увеличиваются в объеме вследствие падения гидростатического давления в расплаве.

Результаты расчетов согласуются с научными данными. Вместе с тем, обнаружено ухудшение сходимости использованной расчетной схемы с увеличением, как числа всплывающих пузырей, так и степени интенсификации процессов тепломассопереноса. Однако, разработанные базовые компьютерные модули реализуют решение задачи независимо от выбранного конечно-разностного метода расчета, а компьютерная программа в целом допускает замену блока с этим методом более устойчивым, который может быть разработан математиками в будущем.

4.2.2 Интенсификация процессов тепломассопереноса при комплексном воздействии на жидкую сталь с использованием электростатического поля умеренных напряженностей

Разработана следующая последовательность вычислительных операций [170]:

- ввод исходных данных;

- формирование безразмерных критериев: RE, PR, PE, LU, DFO;
- задание двумерных массивов скорости, функции тока, вихря скорости, температуры и концентрации удаляемого из металла газа в начальный момент времени;
- переход к следующему моменту времени;
- обращение к процедуре вычисления вертикальной и радиальной компонент скорости;
- вызов обобщенной процедуры расчета поля температуры и концентрации удаляемого из жидкого металла газа;
- ввод логического условия на окончание работы компьютерной программы;
- печать результатов.

С целью параметрического исследования процессов массопереноса на ПЭВМ в качестве базовых выбирались следующие значения параметров:

- длительность вакуумирования 600 с;
- давление в вакууматоре 1,0 кПа;
- суммарная интенсивность продувки 0,001 м³/с
- начальная температура стали в ковше 1600 °С;
- средняя температура полости вакууматора 1300 °С;
- напряженность электростатического поля $2 \cdot 10^5$ В/м;
- начальная концентрация водорода в металле 10 см³/100г;
- радиус ковша 1,0 м;
- радиус электрода 0,5 м.
- ионная доля атомов водорода на межфазной поверхности "вакуум-металл" 1,0.

Блок-схемы основного и отдельных компьютерных модулей, соответствующих разработанному вычислительному алгоритму, приведены на рис. 4.19 - 4.21.

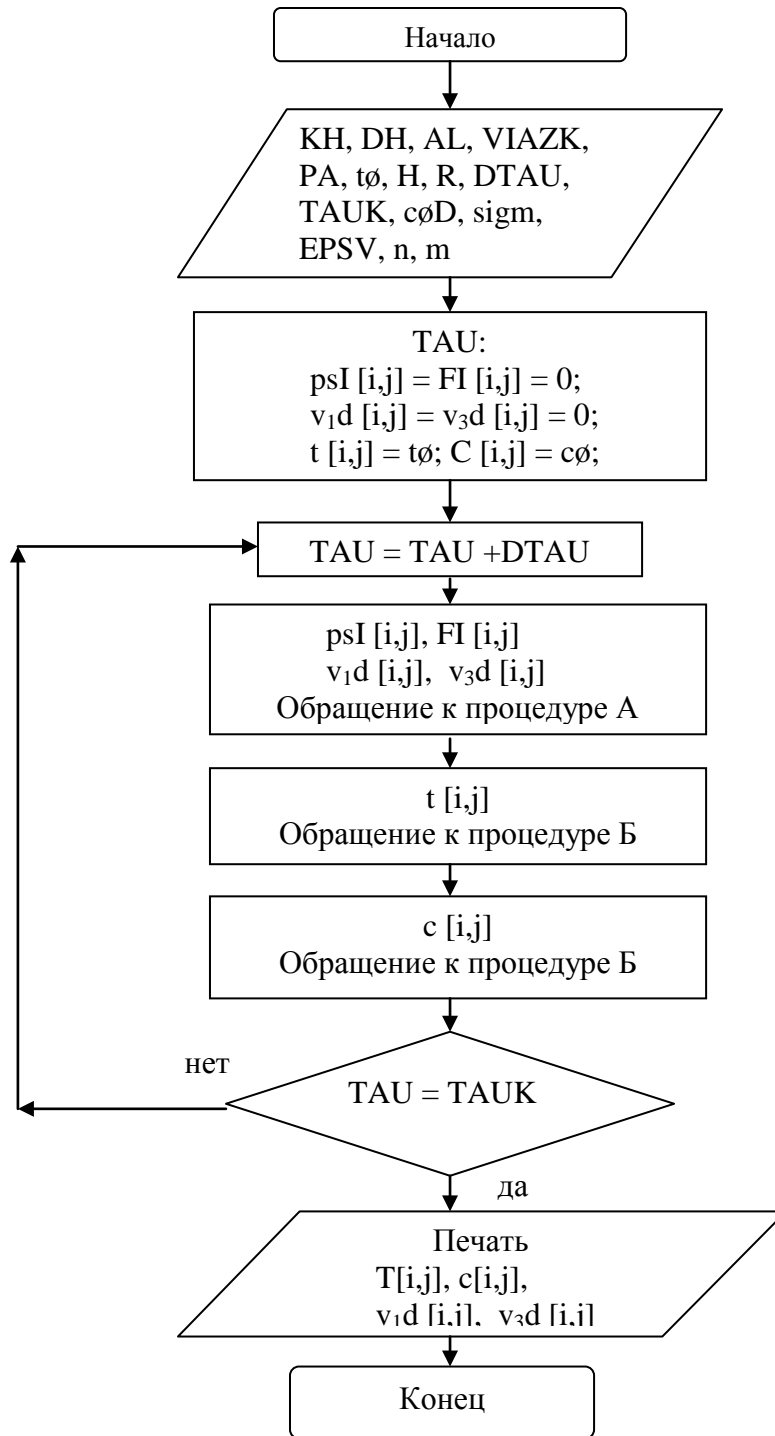


Рис. 4.19. Блок-схема компьютерного модуля по расчету полей температуры и концентрации водорода в расплаве

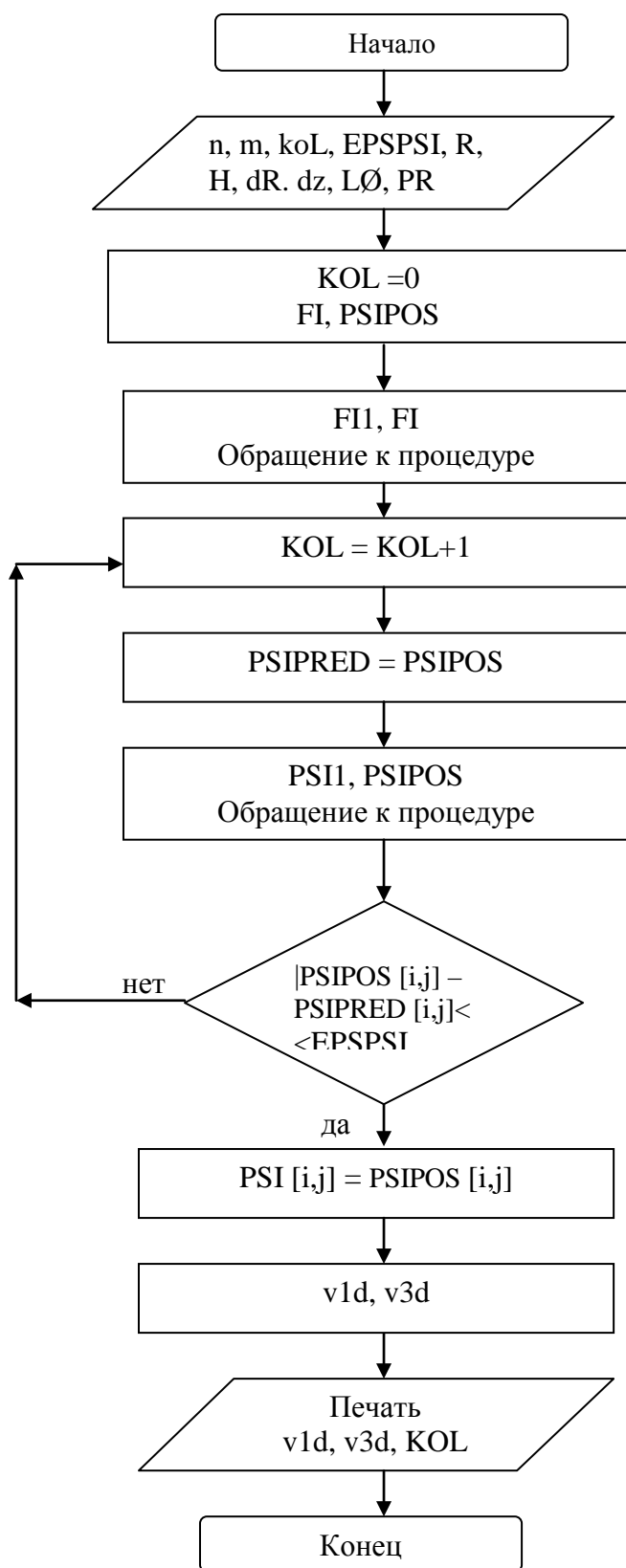


Рис. 4.20. Блок-схема компьютерного модуля по расчету поля скоростей в расплаве

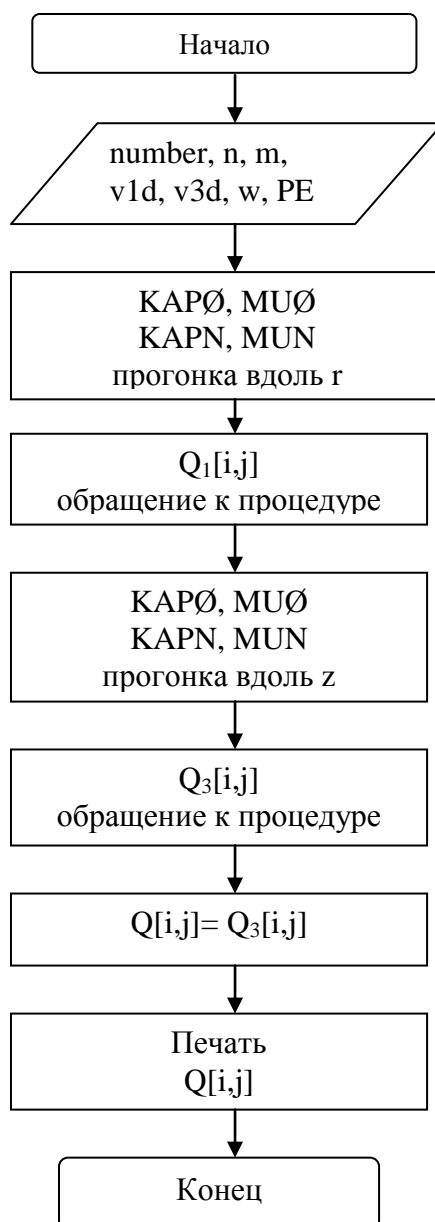


Рис. 4.21. Блок-схема компьютерного модуля расчета обобщающей функции по методу факторизации

Блок-схема основного компьютерного модуля (рис. 4.19), включает следующие условные обозначения: AL , $VIAZK$ – коэффициенты температуропроводности и вязкости расплава стали; t_0 – его температура в начальный момент времени TAU ; DN – коэффициент диффузии водорода в жидком металле; KN – постоянная Сивертса этого газа; PA – атмосферное давление; H – глубина жидкой ванны; R – ее радиус; C_0D – начальная

концентрация водорода; ΔTAU – шаг по времени; $TAUK$ – момент завершения обработки расплава; n, m – общее число шагов конечно-разностной сетки в радиальном и вертикальном направлениях; $sigm$ – параметр расчетного метода; $EPSV$ – погрешность расчета; $psiI, FI, v1d, v3d, t, c$ – двумерные массивы полей функции тока, вихря скорости, радиальный и вертикальный компонент скорости, температуры расплава и концентрации в нем водорода; процедура А – расчет двумерных полей $psiI, FI, v1d$ и $v3d$; процедура Б – расчет двумерных полей T и C .

Блок-схема компьютерного модуля, ответственного за расчет $v1d, v3d$ в каждый момент времени (рис. 4.20) имеет следующие основные обозначения: dR, dz – шаги сетки в радиальном и вертикальном направлениях; KOL – количество итераций по функции тока; $EPSPSI$ – погрешность ее расчета; $PSIPOS, PSIPRED$ – последующая и предшествующая итерации этой величины. $FI1, PSI1$ – промежуточные значения полей $FI, PSIPOS$.

Блок-схема компьютерного модуля (рис.4.21), ответственного за расчет полей концентрации водорода в жидкой стали и ее температуры включает следующие условные обозначения: $number = 1$ (поле температуры); $number = 2$ (распределение концентрации водорода в расплаве); PE – значение критерия Пекле; $w = 1$ (уравнение теплопереноса); $w = LU$ (уравнение массопереноса); LU – число Льюиса; $KAP\emptyset, KAPN, MU\emptyset, MUN$ – прогоночные коэффициенты; Q_1, Q_3 – промежуточные поля; Q – искомое распределение температуры (концентрации).

На основе компьютерного моделирования процессов тепло-массопереноса получены следующие результаты [169, 170, 172, 174, 178].

Расчетное распределение температуры жидкой стали по радиусу ковша на разной глубине ванны приведено на рис. 4.22. Как следует из рисунка, темп потери температуры максимален на зеркале металла ($H=0,0$ м), а минимален у днища ковша ($H=1,0$ м).

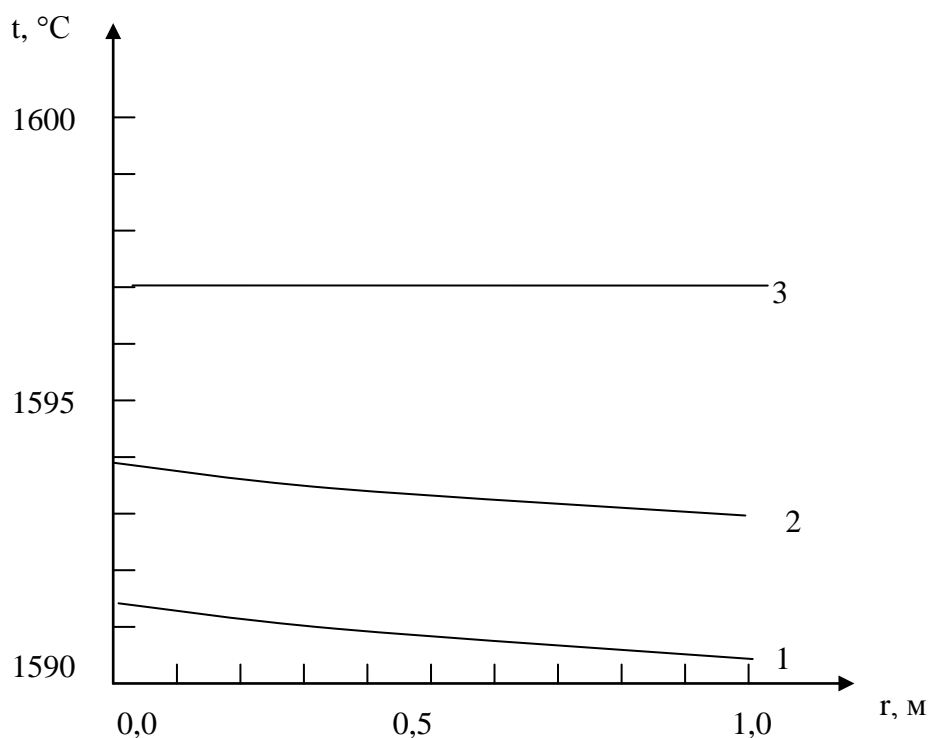


Рис. 4.22. Распределение температуры по радиусу ковша на разной глубине жидкой ванны: 1- $H=0,0$ м; 2- $H=0,5$ м; 3- $H=1,0$ м

На фиксированной глубине ванны при удалении от центра, т.е. от нагретого электрода, температура ниже. Это свойство, однако, нивелируется при приближении к днищу ковша.

На рис. 4.23-4.27 показано полученное с помощью ПЭВМ распределение размерной концентрации удаляемого из металла водорода по радиусу ковша на разной глубине жидкой ванны.

Как следует из рисунков, значительного снижения концентрации водорода не происходит по причине ламинарного течения расплава (область малых интенсивностей Ω продувки аргоном). Вместе с тем можно установить следующие закономерности.

При увеличении времени обработки металла в сравнении с базовым вариантом (рис. 4.23) происходит некоторое снижение рассматриваемой характеристики (рис. 4.24). Изоконцентрационные поверхности в рассматриваемом приближении суть горизонтальные плоскости.

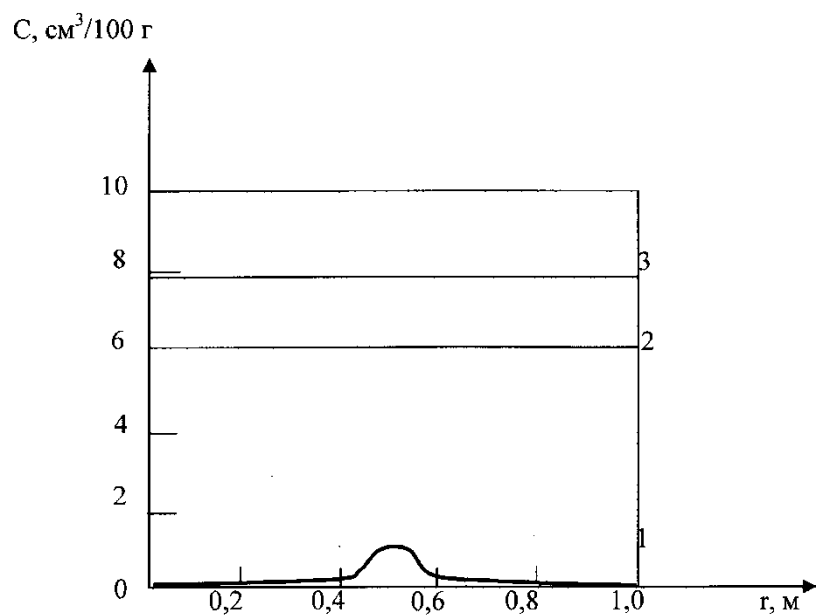


Рис. 4.23. Распределение концентрации водорода по радиусу ковша на разной глубине жидкой ванны со сталью (базовый):
 1 – $H = 0,0$ м; 2 – $H = 1,0$ м; 3 – $H = 2,0$ м

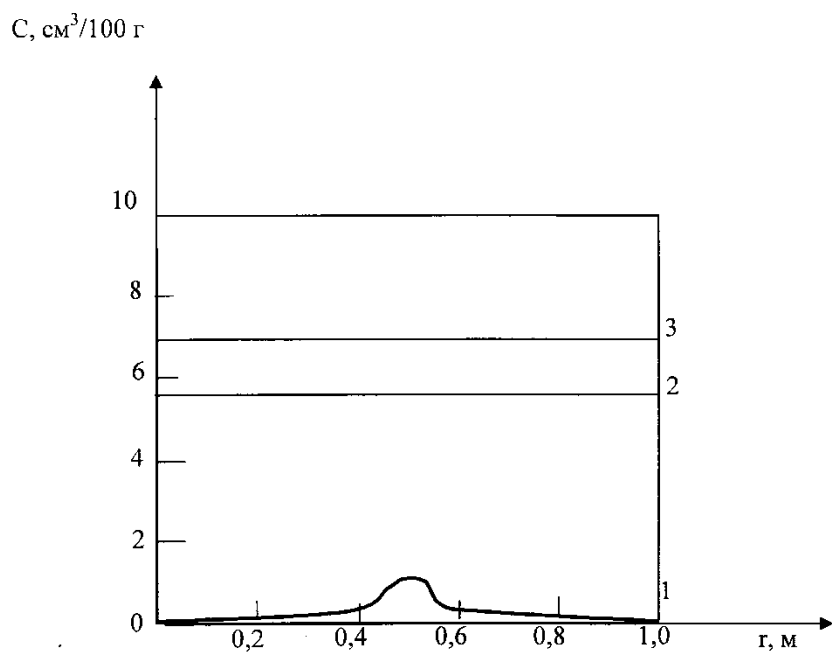


Рис. 4.24. Распределение концентрации водорода по радиусу ковша на разной глубине жидкой ванны со сталью ($\tau \rightarrow \tau + 600$ с):
 1 – $H = 0,0$ м; 2 – $H = 1,0$ м; 3 – $H = 2,0$ м

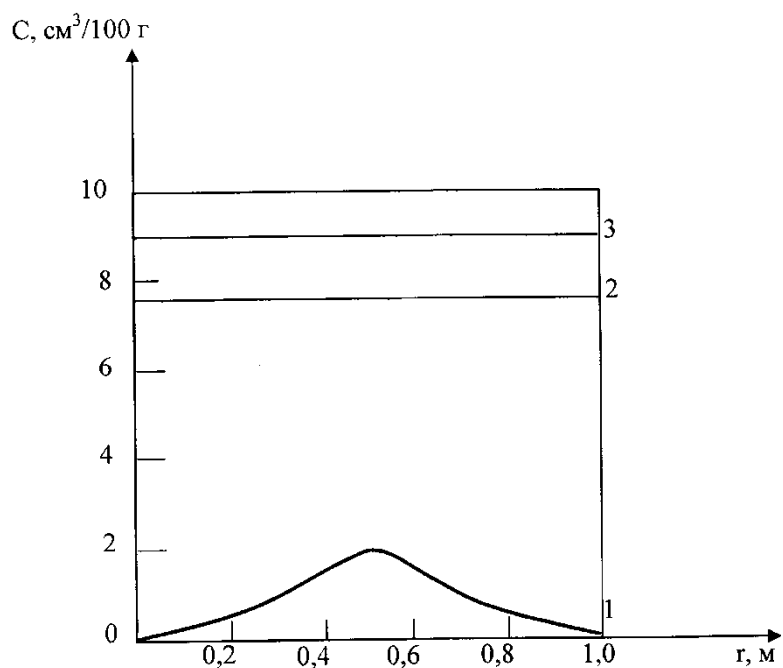


Рис. 4.25. Распределение концентрации водорода по радиусу ковша на разной глубине жидкой ванны со сталью ($P_B \rightarrow 4P_B$):
 1 – $H = 0,0$ м; 2 – $H = 1,0$ м; 3 – $H = 2,0$ м

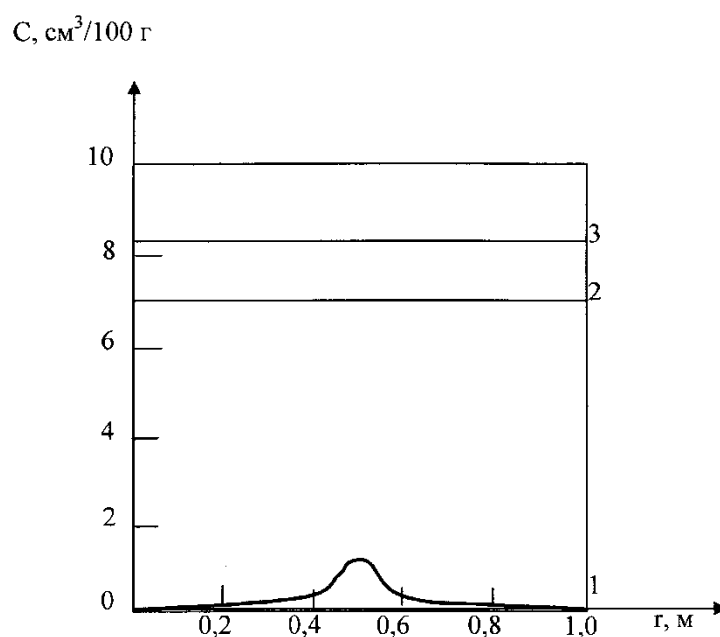


Рис. 4.26. Распределение концентрации водорода по радиусу ковша на разной глубине жидкой ванны со сталью ($\Omega \rightarrow \Omega/10$):
 1 – $H = 0,0$ м; 2 – $H = 1,0$ м; 3 – $H = 2,0$ м

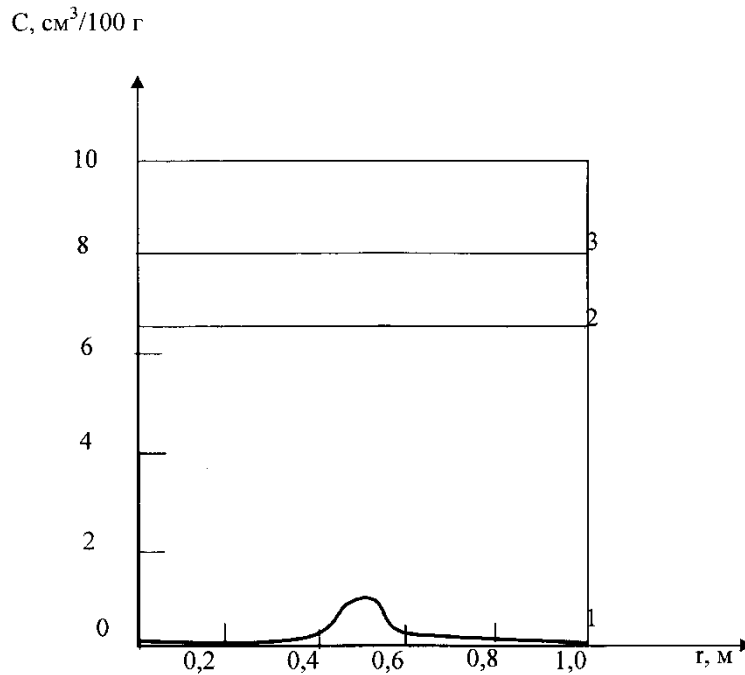


Рис. 4.27. Распределение концентрации водорода по радиусу ковша на разной глубине жидкой ванны со сталью ($T_B \rightarrow T_B - 100$):
 1 – $H = 0,0$ м; 2 – $H = 1,0$ м; 3 – $H = 2,0$ м

Увеличение давления в вакууматоре (рис. 4.25) и снижение интенсивности продувки (рис. 4.26) замедляют процесс дегазации.

Вместе с тем подогрев вакуум-камеры (рис. 4.27) замедляет охлаждение металла, ускоряет диффузионный процесс и дегазацию в жидкой ванне, и наоборот.

Отключение источника электрического напряжения приводит в выбранном приближении практически к результатам базового варианта. Последнее имеет важное значение. Действительно, распределение концентрации ионизированной части атомов удаляемого из металла водорода на рассматриваемой межфазной границе имеет области повышенного и пониженного значения этой характеристики в сравнении с вариантом $E=0$. Следовательно, интенсификация диффузии во второй области нивелируется замедлением процесса в первой области.

Отсюда следует вывод: электростатическое поле умеренных напря-

женностей для малых интенсивностей сосредоточенной продувки жидкой стали аргоном усиливает локальные характеристики кинетического (химического) звена массопереноса и практически не влияет на интегральные характеристики звена диффузионного [177].

Если дегазация металла от растворенного водорода была ослаблена слабым адсорбционно-кинетическим лимитирующим звеном массопереноса (малые концентрации удаляемого газа, либо повышенные значения концентрации серы в расплаве), то, благодаря перераспределению ионизированной части атомов этого газа по межфазной границе с помощью электростатического поля, возникают локальные очаги более активной молекулярной десорбции рассматриваемых ионов и десорбции образованных молекул в полость вакууматора.

Дегазация при этом может быть интенсифицирована [219]. Это положение согласуется с выводами проф. В.И. Явойского [99] (подтвержденными экспериментальным путем). В соответствии с ними, если дегазация стали лимитируется адсорбционно-кинетическим звеном (химическим актом объединения атомов или ионов удаляемого газа в молекулы на межфазной границе), то это звено массопереноса, как и процесс дегазации в целом, интенсифицируется с возрастанием квадрата (локальной) концентрации этих частиц на рассматриваемой границе и понижении концентрации ПАЭ в жидкой ванне.

Таким образом:

Получило развитие соотношение закона Сивертса (для постановки граничного условия к уравнению конвективной диффузии), связывающее концентрацию удаляемого водорода на поверхности жидкой ванны перемешиваемого металла с парциальным давлением этого газа в вакуум-камере. Обобщение достигнуто за счет дополнительного учета напряженности электростатического поля, действующего на межфазную поверхность «вакуум-металл», и степени ионизации атомов водорода в расплаве.

Дано обобщение теории интенсификации процессов тепломассопереноса в жидкой ванне при вакуумировании с помощью перемешивания металла на основе дополнительного учета воздействия на расплав электростатического поля умеренных напряженностей. Теоретически обоснован и получил экспериментальное подтверждение физический эффект при движении жидкого металла в этом внешнем поле. Механизм эффекта состоит в формировании области повышенной концентрации (сгустка), состоящей из ионизированной части атомов удаляемого из расплава водорода (протонов) поверхностного слоя межфазной границы «металл - вакуум», находящихся в состоянии непрерывного перераспределения при перемешивании расплава в электростатическом поле умеренных напряженностей.

Поставлена задача математического моделирования процессов конвективного тепломассопереноса в жидкой ванне перемешиваемого металла при комплексном воздействии на него вакуума и электростатического поля умеренных напряженностей. Показано, что влияние этого внешнего поля на конвективную диффузию водорода из расплава в вакуум-камеру пренебрежимо мало. Вместе с тем имеет место интенсификация молекулярного звена ($2[H]=\{H_2\}$) в области проекции границы электрода на межфазную поверхность «вакуум – металл».

Теоретически обоснован способ энергоресурсосбережения с использованием электростатического поля малых ($E \ll E_{кр}$) напряженностей при интенсификации тепломассообменных процессов в условиях внепечной дегазации металла от водорода вакуумированием с помощью сосредоточенной продувки инертным газом. Возможность реализации этого способа энергоресурсосбережения связана с фактом частичной ионизации атомов водорода в расплаве стали, степень которой возрастает с увеличением температуры жидкого металла.

На базе теоретических проработок, лабораторных и опытно-промышленных исследований разработаны и освоены энергоресурсосбере-

гающие режимы внепечной дегазации стали от водорода комплексным воздействием вакуумирования, сосредоточенной продувки аргоном и электростатического поля малых напряженностей ($E \ll E_{кр}$) путем завершения обработки расплава по достижению величины тока протонов в полости вакууматора нулевого значения. Применительно к частному варианту вакуумирования – порционному с продувкой аргоном в патрубке вакууматора, это ведет к энергоресурсосбережению на Донецком металлургическом заводе (ДМЗ) в виде сокращения на 15-20 циклов вакуумирования

Предложенные рекомендации уменьшают материальные и энергозатраты, сокращают время обработки стали, повышают производительность агрегатов внепечной обработки расплавов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Металлургия и металлурги XXI века: Международная научн. техн. конф. / Московский технологический университет металлов и сплавов. – М.: МГИС и С, 2001. – 520 с.
2. Смирнов А.Н. Современный технологический комплекс сталеплавильного производства и приоритетные направления развития процессов внепечной обработки и непрерывной разливки стали в Украине / А.Н. Смирнов // Металл и литье Украины. – 2009. - №№1-2. - С. 4-5.
3. Ефименко Г.Г. О необходимых задачах развития черной металлургии, как головной базовой отрасли экономики Украины / Г.Г. Ефименко, В.П. Самарай, В.Н. Нецадин // Металл и литье Украины. – 2010. - №5. - С. 3-8.
4. Штапура Е.В. Моделирование внепечной обработки металла в ковше в условиях ОАО «Запарожсталь» / Е.В. Штапура, Ю.И. Жаворонков, Б.М. Бойченко // Металл и литье Украины. – 2008. - № 10. - С. 4-7.
5. Курагин О.В. Эффективность способов обработки жидкой стали за рубежом / О.В. Курагин, А.П. Шкирмонтов, С.В. Долбилов // Черметинформация.-1990.-№ 1. – С. 13-15.
6. Смирнов А.Н. Перспективы развития рынка огнеупоров для сталеплавильного производства Украины / А.Н. Смирнов // Металл и литье Украины. – 2010. - № 11. - С. 3-7.
7. Дюдкин Д.А. Особенности усвоения кальция из порошковой проволоки с комплексным наполнителем / Д.А. Дюдкин, В.В. Кисиленко // Металл и литье Украины. – 2009. - №№ 1-2. - С. 20-23.
8. Охотский В.Б. Закон квадратного корня Сиверта / В.Б. Охотский // Процессы литья. – 2011. - №6. – С. 3-8.
9. Адно Ю.Л. Прогноз развития металлургического комплекса на 2000-2015 годы / Ю.Л. Адно, Я.А. Рекитар // Процессы литья. – 1999. - №1.

– С. 134-136.

10. Протасов А.В. Основные параметры порционного вакуумирования / А.В. Протасов // Тяжелое машиностроение. – 2001. - №5. - С. 13-17.

11. Hoffman K. Stahlgasung bringt qualitat / K. Hoffman//Stahlmarkt.- 2000. – Bd. 50.-№6. - S.43-44.

12. Ковальов Г.М. Позапічна обробка чорних металів / Г.М. Ковальов. – Донецьк: Новий світ, 1997. – 213 с.

13. Кайбичев А.В. Рафинирование жидких металлов и сплавов в электрическом поле / А.В. Кайбичев, Б.М. Лепинский - М.: Наука, 1983. - 120 с.

14. Кайбичев А.В. Эмиссия металлических расплавов в электрическом поле /А.В. Кайбичев, С.Н. Алёшина // Строение и свойства металлических и шлаковых расплавов. – Екатеринбург, 1998. – С. 22-23.

15. Дюдкин Д.А. К вопросу энергосбережения при дегазации металла / Д.А. Дюдкин, Н.И. Захаров // Металл и литье Украины.-1996.-№ 3.-С.17-18.

16. Явойский В.И. Удаление водорода из металлов в электрическом поле / В.И. Явойский, Г.И. Баталин // Сталь. – 1954. - №6. – С. 5-6.

17. Морхасев В.И. О переносе оксидных частиц в расплавленном металле под действием электростатического поля / В.И. Морхасев // Известия АН СССР. Металлы. –1990. - №5. – С. 36-39.

18. Иванов В.Г. Интенсификация рафинирующих процессов в ковше и улучшение качества стали / В.Г.Иванов, Н.А. Кравченко // Проблемы металлургического производства. – 1991. - №105. – С. 43-47.

19. Müller E.W. Kurze Originalmit/ E.W. Müller // Natur Wissenschaften.–1941.–Bd.29. – S.353-356.

20. Müller E.W. Field desorption / E.W. Müller // Phys. Rev. – 1956. - Vol. 102. - №3. – P. 618-624.

21. Мюллер Э.В. Автоионизация и автоионная микроскопия /

Э.В.Мюл-лер // Успехи физических наук . – 1962. - №37. – С. 481-552.

22. Бреус В.М. Применение постоянного тока для внепечной обработки стали и сплавов / В.М. Бреус, А.П. Шкирмонтов // Черная металлургия.– 1988. - №12. – С. 18-24.

23. Романов А.Н. Электрофизические методы и технологии воздействия на структуру и свойства металлических материалов / А.Н. Романов. – Л.: Судостроение, 1990. - 142 с.

24. Пат. 4940486 США, НКИ. Способ рафинирования жидких металлов / Л.Д. Соммербил, Ф.Ш. Кемени; - №75/10.19; заявл. 13.06.88;опубл. 05.03.90.

25. Пат.55132А Украина, 7 С 21 7/10. Способ рафинирования металла / Н.И. Захаров, Д.А. Дюдкин, А.И. Троцан;- № 200267612; заявл. 23.12.02; опубл. 12.10.04.

26. Захаров Н.И. К теории воздействия электростатического поля на процессы дегазации металла / Н.И. Захаров // Металл и литьё Украины. – 1998. – №№ 3-4. – С. 11-12.

27. Захаров Н.И. Процессы массопереноса при внепечной дегазации металла / Н.И. Захаров // Процессы литья. – 2000. - №2. – С. 3-6.

28. Захаров Н.И. Массообменные процессы внепечной дегазации стали / Н.И. Захаров, А.И. Троцан, Д.А. Дюдкин, Ф.В. Недопекин, А.И. Туяхов. – Донецк: NORD PRESS, 2009. – 156 с.

29. Явойский В.И. Металлургия стали /В.И. Явойский, Ю.В. Кряковский, В.П. Григорьев – М.: Металлургия, 1983.-584 с.

30. Ойкс Г.Н. Обработка металла инертными газами /Г.Н.Ойкс, А.В. Степанов, П.Н. Меликов. - М.: Металлургия, 1969.-112 с.

31. Герасимов Ю. В. Интенсификация процессов раскисления и дегазации металла продувкой аргоном недораскисленных сталей/ Ю.В. Герасимов, Н.В.Сидоров, Р.М. Хайрутдинов // Сталь.-1969.-№9.- С.798-800.

32. Баканов К.П. Рафинирование стали инертным газом / К.П. Баканов, И.П. Бармотин, Н.Н. Власов. - М.: Metallurgy, 1975. – 229 с.
33. Герасимов Ю.В. Продувка высокохромистых расплавов аргоном в вакууме/Ю.В. Герасимов, С.К. Филатов, Б.А. Черемных // Сталь.-1971.- №8. - С.721 - 722.
34. Еланский Г.Н. Обзор внепечных методов обработки стали / Г.Н. Еланский // Электросталеплавильные комплексы для реконструкции цехов и плавильных участков металлургических и машиностроительных заводов. – Волгоград, 1992. - С. 52 - 68.
35. Арсентьев П.П.Аргон в металлургии / П.П. Арсентьев.- М.: Metallurgy, 1971.-120 с.
36. Борнацкий И.И. Внепечное рафинирование чугуна и стали / И.И. Борнацкий, В.И. Мачикин, В.С.Живченко.- Киев: Техника, 1979.- 167с.
37. Белов И.В. Влияние массообмена в системе газовых пузырей и жидкости/ И.В.Белов, Е.В.Проколов // Журнал прикладной механики и технической физики .-1969.-№1.-С.116-121.
38. Брандт Б.Б. Режим обтекания жидкостью газовых пузырей больших размеров/Б.Б. Брандт, Д.И. Перазич // Инженерно-физический журнал.-1966. – т. 10.-№2.-С.197-200.
39. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика / В.Г. Левич. -М.: Физматгиз, 1959.-537 с.
40. Шифрин В.М. Исследование эффективности дегазации металла при продувке его аргоном в ковше / В.М. Шифрин, Е.И. Кадинов // Известия вузов. Черная металлургия.-1975.-№12.-С.59-64.
41. Поздеев Н.П. Влияние расхода аргона на дегазацию расплава в вакууме / Н.П. Поздеев, А.Г. Шалимов, И.В. Халякин // Теория металлургических процессов.- М.: Metallurgy, 1975.-№3.-С.23-33.
42. Бердников В.И. Поведение водорода при продувке стали инерт-

ным газом/ В.И. Бердников // Известия вузов. Черная металлургия.-1972. - №8.- С.21-25.

43. Turkan S. Entgasung von Metall-schmelzen mit Blasenschwarmen / S.Turkan, K.Lange // Steel Res.- 1985.-Bd. 56.-№5.-S.247-253.

44. Stolte G. Vacuum degassing processes for hydrogen removal and their industrial significance / G.Stolte, P.Binder // Steel Times.-1982.-Vol. 210. - №8.-P.458-459.

45. Turkan S.Simulation des stofftransports in hintereinander aufsteigenden Gasblasen unter Berücksichtigung ihrer Entstehung sphase / S.Turkan, K.Lange // Steel Res.-1985.-Bd. 56.-№4.-S. 199-209.

46. Бердников В.И. О влиянии атмосферы на поведение водорода при внепечной обработке стали/ В.И. Бердников, В.М. Шевелев // Известия вузов. Черная металлургия.- 1972.-№2. -С.71-74.

47. Куклев В.Г. Изучение гидродинамики продувки стали инертным газом// В.Г. Куклев, В.К. Шатунов, Ю.Н.Суровой // Научные труды ЦНИИЧМ. – М.,1971.-№74.-С.138-147.

48. Казаков А.А. Термодинамика дегазации стали при продувке инертными газами/А.А. Казаков // Научные труды ДонНИИЧМ. –Донецк, 1969.-№13. – С. 39-48.

49. А.с. 381692 СССР, МПК С 21 С 7/00. Способ азотирования жидкого металла/ В.П.Немченко, В.И.Довгопол, А.В. Гринь.-№1628884/22-2; заявл. 24.02.71.; опубл. 08.08.73. Бюл. №10.

50. Пат. 61-284514 Япония, МКИ С 21 С 5/34, С 21 С 5/46. Способ управления скоростью потока газа при продувке металла в установке рафинирования / Я.А. Татибана, Р.К. Кавасаки, К.К. Сэйтэцу. - № 60-125853;заявл. 10.06.85; опубл. 15.12.86.

51. А.с.1520109 СССР, МКИ С 21 С 5/52,В 22 D 1/00. Способ рафинирования подшипниковой стали / В.П. Денисенко, Р.Ф. Максutow, Е.Я. Чернышов. -№ 1839493/22-2; заявл. 13.05.83; опубл. 17.07.84. Бюл. №9.

52. Захаров Н.И. Моделирование теплофизических процессов внепечной дегазации металла продувкой инертным газом/ Н.И. Захаров, Д.А. Дюдкин, А.И. Троцан. - Донецк: Юго-Восток, 1999. – 140 с.

53. Маркелов А.И. Внепечная обработка жидкой электростали вакуумом и инертным газом/А.И. Маркелов, С.К. Филатов, Н.В. Сидоров // Сталь.-1967.-№2.-С.134-136.

54. Немченко В.П. К гидродинамике продувки стали газами в ковше/ В.П. Немченко, В.А. Кузьмин, С.И. Попель //Известия вузов. Чёрная металлургия.-1971.-№10.-С.41-44.

55. Меджибожский М.Я. Скорость движения газовых пузырей и изменение уровня жидкости при интенсивной её продувке / М.Я. Меджибожский, В.Я. Бакст, В.И. Шибанов // Тепло- и массообменные процессы в ваннах сталеплавильных агрегатов. - М.: Металлургия, 1975. - С.78-85.

56. Явойский В.И. Теория продувки сталеплавильной ванны / В.И. Явойский, В.А. Дорофеев, И.Л. Повх. - М.: Металлургия, 1974. – 495с.

57. Шевелев В.М. Методика и некоторые результаты моделирования гидродинамики продувки металла аргоном/В.М. Шевелев, Л.М. Кислицина // Известия вузов. Чёрная металлургия.-1970.-№12.-С.46-50.

58. Чуйко Н.М. Внепечные способы улучшения качества стали/ Н.М. Чуйко, А.Г. Перевязка, Н.А. Даничек. - Киев: Техника, 1978.- 128с.

59. Иоффе В.Г. Огнеупорные пористые пробки и их применение для донной продувки стали нейтральными газами в ковшах/В.Г. Иоффе, И.Г. Очагова // Научные труды ЦНИИ информатики и технико-экономических исследований черной металлургии. – М., 1990.-№3.-С.1-29.

60. Соловьева С.А. Пористые керамические изделия для внепечной обработки стали / С.А. Соловьева, П.А. Самолетов // Научные труды НИИ стройкерамика. – М., 1991. - №68. - С.70-73.

61. Баптизманский В.И. Фурмы и пористые вставки ковшевой металлургии / В.И. Баптизманский, А.Г. Величко, А.В. Шибко // Черная металлургия.-1989. - №2. -С.6-16.

62. Пат. 3297537 Япония, МКИ В 22 D 1/00. Пористый кирпич для донной продувки металла в ковше / Т. Мицухиро, Т. Хисаси; Х. Тэрююки - №2 -98576; заявл. 12.07.89, опубл. 27.12.91. Бюл. № 64.

63. А.с. 454088 СССР, МКИ В 22 D 41/00. Ковш для дегазации жидкого металла инертным газом / А.А. Пугач, В.И. Шейко, Л.М. Солонский - №1540573/22-2; заявл. 23.01.73;опубл. 04.02.75. Бюл. №47.

64. Пат.3341447 ФРГ, МКИ С 21 С 5/48. Gass pulstein furmetallurgische Gefabe // Н.Г.Вендер;заявл. 17.02.83; опубл. 30.05.85.

65. Носов А.Д. Донная продувка металла аргоном в сталеразливочных ковшах ККЦ ОАО «ММК» / А.Д. Носов, С.П. Лобанов, В.Г. Овсянников // Научные труды ОАО «ММК». – Магнитогорск, 2003. – №7. – С.236 - 244.

66. Пат. 4502670 США, МКИ С 21 С 5/48, НКИ 226/220. Gass hook-up to a table / G.R. Goebel, R.G. Hall.- №576290; заявл. 02.02.84; опубл. 05.03.85. Бюл.№17.

67. Пат. 57-200514 Япония, МКИ С 21 С 7/10, С 22 В 9/04. Повышение эффективности и упрощение процесса дегазации жидкой стали/ И. Мариюки. - №56-84323; заявл. 03.06.81; опубл. 08.12.83. Бюл. №57.

68. Пат. 60-13014 Япония, МКИ С 21 С 7/00, F 21 D 11/08.Устройство для ковшевого рафинирования/ Н. Тосио, К. Кондзо, Х. Торуо. -№56-119159; заявл.. 30.06.83; опубл. 23.01.85. Бюл. №61.

69. Пат.36317 Япония, МКИС 21 С 7/10. Способ рафинирования стали в ковше/ М. Эйдзи, К. Йоситэру, Т. Тосио, К. Иосихико.-№1-139332; заявл. 02.06.89; опубл.11.01.91. Бюл. №69.

70. Каблуковский А.Ф. Промышленное внедрение аргонно- вакуумного порционного рафинирования стали / А.Ф. Каблуковский,

Б.П. Крикунов, Ю.М. Неровный // *Металлург.*-1987.-№8.-С.19-20.

71. Сибикин А.Б. Влияние вдувания аргона при вакуумировании на износ футеровки патрубка порционного вакууматора / А.Б.Сибикин, С.М. Эпштейн, Ю.М. Неровный // *Сталь.*-1989.-№7.-С.35-37.

72. Пат. 3424510 ФРГ, МКИ В 22 D 1/00. Vorrichtung und verfahren sur metallurgischen Machbandlung von vorgeschmolzenen Metallen// К. Heinz, W. Glitscher, H. Zörcher, A. Stahl; заявл. 04.07.84; опубли. 09.01.86.

73. Hidehiro K. Особенности ковшевого рафинирования расплава мелкими пузырями газа. Сообщение 1. Оценка на водяной модели / К.Hidehiro // Тэцу то хаганэ. I. IronandSteelInst. Jap.-1987. – Vol. 73.-№12.- P.195-196.

74. Пат. 5603749 США,МКИС 21 С7/10. Apparatus and method for vacuum treating molten steel / P.Stelts.- №399685; заявл. 11.01.95, опубли. 18.02.97.

75. Пат.466614 Япония, МКИ С 21 С 7/10. Способ дегазации расплавленного металла / М. Иосимока, Ц. Наохито.- №2 -177493; заявл. 11.12.90, опубли. 03.03.92. Бюл. № 19.

76. Пат. 61-183407 Япония, МКИ С 21 С 7/00, С 21 С 7/072. Способ обработки жидкой нержавеющей стали с целью удаления водорода / И. Масакадзу. К. Кандзи. -№60-24725;заявл. 12.02.85; опубли. 10.02.87.

77. Пат. 5917115 США, МПК⁶С 21 В 7/10. Apparatus and method ftreating liquid metal / E. Wandris. -№ 09/075840; заявл. 12.05.98; опубли. 29.06.99.

78. Пат. 5945063 США, МПК⁶, С 21 С 5/48. Botton blown gas flowing apparatus for molten metal ladle // А. Keizo. - № 09/075897; заявл. 24.02.98; опубли. 31.08.99.

79. Немченко В.П. Продувка стали газами в ковшах с пористым днищем/ В.П. Немченко, В.А. Козьмин, Н.Ф. Бастраков // *Сталь.*- 1973.- №8.-С. 715-716.

80. А.с.416159 СССР, МКИ В 22 d 41/02. Огнеупорная газопроницаемая футеровка / В.П. Немченко, С.И. Попель, Т.С. Игнатова. - №1680693/22-2; заявл. 13.07.71; опубл. 14.08.74. Бюл. №7.

81. Пат.577873 Япония, МКИ С 21 С 7/072. Огнеупоры для продувки газом расплавленного металла в рафинировочном ковше / А. Keizo, О. Tomohiro. -№ 92111533; заявл. 09.03.92; опубл. 12.01.94.

82. Metal treatment in ladles: bottom purging of steel ladles via directional porosity plugs/ World steel and metal work. -. Annu: Coburg, 1989.-С.27-29.

83. Engel R. "Refractory – slag" systems for ladles and secondary refining processes. Part VII. / R. Engel, R. Morr, E. Pretoins // Iron and Steelmaker.- 1996.–Vol. 23. - №10.-Р.109-110.

84. Пат. 3129234 ФРГ, МКИС 22 В 9/02. Verfahrenzum Spulen von Metallschmelzen insbesondere von Stahlschmelzen, mit inerten gasen / E. Becker, E. Holtschneider, A. Kubon; заявл. 24.07.81; опубл. 10.02.83.

85. Nobuyuki M. Gas permeable brick for the refining process in steel ladles (twin porous plugs) / M. Nobuyuki, T. Hironobu, K. Tatsuo // UN-ITECR'89: Proc. 1st Unified int Techn Conf. Refract, Anaheim.- Calif.,1989. - Vol.1. №№ 1-4. -Р. 442 –452.

86. Пат. 61-213314 Япония, МКИ С 21 С 5/48, С 21 С 7/072. Способ ремонта пористых вставок для газовой продувки в емкостях, предназначенных для рафинирования металла / Т.Риндзо, К. Митихиро. - № 60-53650; заявл. 18.03.85; опубл. 22.09.86.

87. А.с. 827262 СССР, МКИ В 22 d 41/00. Ковш для продувки металла газами / В.С. Живченко, Н.Ф. Парахин, И.И. Борнацкий . - №2668168/22-02; заявл. 22.09.78; опубл. 07.05.81. Бюл. №17.

88. Пат. 5198 Украина, С 21 С 7/00. Устройство для продувки металла газами / В.С. Живченко. - №200487491; заявл. 06.07.04; опубл. 15.02.05.

89. Цимбал В. П. Математическое моделирование металлургических процессов/ В.П. Цимбал. - М.: Металлургия, 1986. – 239 с.

90. Явойский В. И. Математическое моделирование процесса удаления водорода из жидкой стали под вакуумом в ковшевой печи / В.И. Явойский, В. П. Борзунов, В. А. Щербаков // Физико-химические основы вакуумных процессов в чёрной металлургии. – М.: Металлургия, 1984. – С. 46-49.
91. Яковлев Ю.Н. Физическое и математическое моделирование сталеплавильных процессов / Ю.Н. Яковлев // Вопросы теории и практики сталеплавильного производства. – Днепропетровск: Национальная металлургическая академия, 1991. – С. 32 – 44.
92. Линчевский Б.В. Термодинамика и кинетика взаимодействия газов с жидкими металлами / Б.В. Линчевский. - М.: Металлургия, 1986. – 224с.
93. Шевелев В.М. Удаление водорода из жидкой стали в пузырь инертного газа / В.М. Шевелев, В.И. Бердников // Известия вузов. Черная металлургия. – 1972. – №6.- С. 17 – 21.
94. Витоль Э.Н. О механизме взаимодействия азота с жидким железом / Э.Н. Витоль, К.Б. Орлова // Известия АН СССР. Металлы. – 1973. - №2. – С.83–90.
95. Шкуров С.В. О дегазации металлов и сплавов / С.В. Шкуров // Известия АН СССР. Металлы. – 1986. - №3. – С. 71 – 76.
96. Rao Y. Rate of nitrogen absorption in molten iron. Part 1. Experimental / Y.Rao, H.Lee // Ironmak and Steelmak. – 1985 – Vol. 12. - №5. - P. 209 – 220.
97. Lange K. Entgasung von Metallschmelzen Mit Blasenschwammen / K. Lange // Arch. Eisenhutenw. – 1976. – Bd. 47. - №6. - S. 333 – 338.
98. Линчевский Б.В. Вакуумная индукционная плавка/Б. В. Линчевский. – М.: Металлургия, 1975. – 240 с.
99. Явойский А.В. Кинетические особенности удаления водорода из расплавов на основе железа / А.В. Явойский, В.И. Явойский, С.П. Терзиян

// Известия вузов. Черная металлургия. – 1981. - №7. – С. 5 – 8.

100. Koot Z. Digitale simulation des stofftransports in hintereinander aufsteigenden Gasblasen / Z.Koot // Arch. Eisenhüttenw. – 1941. – Bd. 15. - №2. - S. 77 – 79.

101. Bodgandy L. Gasspulstein für metallurgische Gefüge / L.Bodgandy, W. Disk, I.Stranski // Arch. Eisenhüttenw. – 1958. – Bd. 29 - №6 - S. 329 – 333.

102. Fischer W. Entgassung von Metallschmelzen / W.Fischer, A. Hoffman // Arch. Eisenhüttenw. – 1960. – Bd. 31. - №4. – S. 215 – 219.

103. Pelke R. Rate of hydrogen – degassing in molten metall / R.Pelke, I. Elliot // Trans. Metallurg. Soc. AIME. – 1963. – Vol. 227. - №8. - P. 847-884.

104. Федорченко В. И. Кинетика растворения азота в расплавах на основе никеля / В.И. Федорченко, В.В. Аверин, А.М. Самарин // Известия АН СССР. Металлы. – 1969. - №1. – С. 102 – 111.

105. Явойский В.И. Термодинамика и кинетика растворения азота в жидком железе и расплавах железо-углерод и железо-кислород / В.И. Явойский, А.Г. Свяжин, А.Ф. Вишкарев // Физико-химические исследования процессов производства стали. – М.: Металлургия, 1973 – С.21-23.

106. Волков В.Г. Некоторые особенности кинетики деазотирования жидкого металла / В.Г. Волков, Н.Г. Станюкович, Е.В. Замешаев // Научные труды МИСиС. - М: МИСиС, 1973. – № 79. – С. 48-50.

107. Пелке Р.Д. Роль поверхностно-активных элементов в реакциях «газ – металл» / Р.Д. Пелке // Кинетика и термодинамика взаимодействия газов с жидкими металлами – М: Наука, 1974. – С. 40-49.

108. Paderin S. Investigation of hydrogen absorption by Liquid Steel and hydrogen removal with a help of neutral gas flowing / S.Paderin, V. Petrouklin, M. Topuria // Bull El. – Tabin: Met. Inst. Higher Stud, 1975. – № 16 – P. 26-33.

109. Choh T. Скорость дегазации жидкого металла при продувке инертным газом / Т.Схо, М. Такада, М. Иноуэ // Тэцүтохаганэ. I. Iron and

Steel Inst. Jap – 1977 – Vol. 17. - № 3. – P. 653 - 661.

110. Shiro B. Кинетика десорбции водорода из жидких сплавов железа / B.Shiro, M. Kenzo, T. Yokio// Тэцүтохаганэ. I. Iron and Steel Inst. Jap – 1980. – Vol. 66. - № 10. – P. 1494-1501.

111. Banja S. Механизм дегазации жидких металлов / S. Banja, K. Mori, Y. Tanabe// Тэцүтохаганэ. I. Iron and Steel Inst. Jap – 1980 – Vol. 66. - № 3. - P. 149-155.

112. Fisher W. Entgasung von Metall Schmelzen / W.Fisher, A. Hoffman // Arch. Eisenhüttenw – 1960. – Bd.31 – № 7. – S. 411 – 415.

113. Kazumi M. Скорость дегазации жидкого металла при продувке инертным газом / M. Kazumi, S. Masamichi, H. Hideo // Тэцүто Хаганэ. J. Iron and steel Inst . Jap. – 1975. – Vol. 61. - № 2 – P. 182 - 194.

114. Masamichi S. Rate determining mechanism of degassing by inert gas flushing in molten metal / S. Masamichi, M. Kazumi // Trans. Jap. Inst. Metals. – 1982. – Vol. 23. - № 8. – P.440-450.

115. Botor I. Kinetics of hydrogen degassing of molten aluminum by purge gas / I. Botor // Aluminum. – 1980. – Vol. 56. - № 8. – P. 519-522.

116. Явойский В.И. О кинетике взаимодействия азота с жидким металлом / В.И. Явойский, А.Г. Свяжин, А.Ф. Вишкарев // Кинетика и термодинамика взаимодействия газов с жидкими металлами. – М.: Наука, 1974. – С. 58-63.

117. Федорченко В.И. Влияние поверхностно-активных элементов на кинетику взаимодействия азота с расплавами на основе железа / В.И. Федорченко, В.В. Аверин // Кинетика и термодинамика взаимодействия газов с жидкими металлами. – М.: Наука, 1974. – С. 49-54.

118. Rao Y. Rate of nitrogen absorption in molten iron. Part 2. Mathematical model / Y.Rao, H. Lee // Iron and steelmak. – 1985. - Vol. 12. - № 5. – P. 221-232.

119. Gatellier C. Considere `ration fundamentals relatives an

comportement de l'azote et de l'hydrogene dans l'acier et les laiters liquids / C.Gatellier, H.Gaye // *Reu. Met.* – 1986. - Vol. 83. - № 1. – P. 25 – 42.

120. Козьмин В.А. Кинетические особенности растворения азота, барботируемого в стали /В.А. Козьмин, В.П. Немченко,С.И. Попель // *Известия АН СССР. Металлы.* - 1974. – № 5. – С. 10-16.

121. Shiro B. Скорость десорбции азота из жидкого железа и его расплавов /B. Shiro, S. Tadahiro, T. Hideo // *Тэцу то хаганэ. I. IronandSteelInst. Jap* – 1974. – Vol. 60. - № 10. – P. 1443 - 1453.

122. Tasisada S. Исследование механизма выделения азота из жидкого железа / S. Tasisada, S. Akira, H. Masaesy // *Тэцу то хаганэ. I. IronandSteelInst. Jap* – 1975. – Vol. 61. - № 12. – P. 450 - 451.

123. Kazuo A. Кинетика поглощения и выделения азота жидким железом / A. Kazuo, I. Koin, S. Hiroshi // *Тэцу то хаганэ. I. IronandSteelInst. Jap* – 1976. – Vol. 62. - № 9. – P. 1179 - 1188.

124. Ban-ja S. Скорость десорбции азота из жидких расплавов железо – углерод и железо-хром в атмосфере аргона /S. Ban-ja, F. Ishii, Y. Iguchi // *Met. Trans.* – 1988. – Vol. 198. - № 1. – P. 233 – 242.

125. Botor J. О mozliwosci przebiegu absorpcje lub decorcpcje gazov z ciieklych metali w obszdzze kinetycznym / J. Botor// *Pr. Inst. Metali miezebaz.* – 1981. – Vol. 10. - № 2. – P. 58-63.

126. Бурцев В.Т. Десорбция газа из жидкого металла в вакууме/ В.Т. Бурцев. – М.: Металлургия, 1987. –233 с.

127. Harada T. Механизм десорбции азота при понижении давления. Часть 1/Т.Harada, D.Junke// *Дзайре то турсху: Curr. Adv. MaterandProcess.* –1989. – Vol. 2. - № 1. – С. 139-140.

128. Соболевский А.П. Производство стали и стального литья / А.П. Соболевский, Б.В. Линчевский // *Научные труды МЕМИ.* – М.: Металлургия, 1967. – № 6. – С. 69-73.

129. Романович Д.А. Кинетика и механизм десорбции азота из рас-

плавов железо-кислород в вакууме /Д.А. Романович, А.Г. Свяжин, В.И. Явойский // Физико-химические основы вакуумных процессов в черной металлургии. - М.: Металлургия, 1984. – С. 62 - 67.

130. Явойский А.В. Исследование кинетики удаления водорода из железоуглеродистых расплавов / А.В. Явойский, В.И. Явойский, С.П. Терзиян // Известия вузов. Черная металлургия. – 1981. - № 5. – С. 17 - 20.

131. Явойский А.В. Исследование влияния пульсаций потока аргона на кинетику удаления водорода из расплавов на основе железа / А.В. Явойский, С.П. Терзиян, В.И. Телков // Известия вузов. Черная металлургия. – 1982. – № 3. – С. 29 - 39.

132. Попов С.М. Пульсация газового пузырька в жидкой стали при всплывании под вакуумом / С.М. Попов, М.П. Кадиров, А.А. Ежов // Известия вузов. Черная металлургия. – 1973. – № 9. – С. 175 - 178.

133. Шнееров Н.А. Удаление газов при продувке стали аргоном в ковшах большой емкости / Н.А. Шнееров, А.Н. Чуйко, Е.М. Огрызкин // Закономерности взаимодействия жидкого металла с газами и шлаками. – М.: Наука, 1976. – С. 261 - 262.

134. Фабрикант С.А. Оценка возможностей перехода газовых пузырей через межфазную границу / С.А. Фабрикант, В.Ю. Гойхман // Границы раздела фаз и их свойства. – Киев : Техника, 1980.- С. 20-27.

135. Никитин, Ю.П. О режиме продувки стали инертным газом при наличии шлака / Ю.П. Никитин, Н.Н. Власов, Е.А. Конев // Известия АН СССР. Металлы. –1983 – № 4. – С. 29-32.

136. Никитин Ю.П. О характере процессов на периметре пятна смачивания жидкого металла шлаком /Ю.П.Никитин, С.В. Третьяков, Н.Н. Власов // Известия вузов. Черная металлургия. – 1980. – № 8. – С. 5 - 6.

137. Бороненков В.Н. Электрохимическая кинетика взаимодействия

расплавленного шлака и металла / В.Н. Бороненков, О.А. Есин // Физическая химия и электрохимия расплавленных солей и шлаков. – М.: Химия, 1968. – С. 154-156.

138. Ревякин А.В. Математический анализ кинетики дегазации металлов / А.В. Ревякин // Закономерности взаимодействия жидкого металла с газами и шлаками. – М.: Наука, 1976. – С. 66 - 83.

139. Романович, Д.А. Константы массопереноса и поверхностной реакции при насыщении и дегазации металлургического расплава / Д.А. Романович, А.Г. Свяжин // Известия вузов. Черная металлургия. – 1986. – № 3. – С. 26 - 30.

140. Филлипов К.С. Свойства границы раздела фаз и кинетика межфазных переходов / К.С. Филлипов // Закономерности взаимодействия жидкого металла с газами и шлаками. – М.: Наука, 1976. – С. 83 - 86.

141. Минаев Ю.А. Влияние на массопередачу процессов, приводящих к изменению поверхности раздела фаз / Ю.А. Минаев, В.А. Григорян // Известия вузов. Черная металлургия. – 1971. – № 11. – С. 9 - 11.

142. Бакакин А.В. Результаты математического моделирования тепломассообменных процессов при внепечной обработке металлов / А.В. Бакакин, В.О. Хорошилов, Г.С. Гальперин // Известия вузов. Черная металлургия. – 1985. – № 11. – С. 21 - 25.

143. Меркулов В.Ф. Моделирование процессов тепломассопереноса при продувке расплава в ковше газом / В.Ф. Меркулов, А.Ф. Васильев // Интенсификация тепломассообменных процессов в сталеплавильных агрегатах. – Свердловск, 1986. – С. 47-48.

144. Чуднер Р.В. Математическая модель процесса удаления водорода из жидкой стали / Р.В. Чуднер // Известия вузов. Черная металлургия. – 1977. – № 5. – С. 47- 49.

145. Dantzig I. Degassing of static melts by insoluble purge gasses / I. Dantzig, I. Clumpner, D. Tyler // Met. Trans. – 1980. – Bd.11. - № 3. – S. 433 –

438.

146. Loscher W. Application of a mathematical model to nitrogen removal in vacuum tank degassing / W. Loscher, W. Fix // *Iron and Steelmaker*. - 1991. – Vol. 18. - № 7. - P. 37 – 43.

147. Ахонин С.В. Кинетика процесса десорбции кислорода и углерода из жидкого металла / С.В. Ахонин, А.П. Тихоновский, М.С. Никифоров // *Проблемы специальной электрометаллургии*. - 1991. – № 4. – С. 40-44.

148. Шкуров С.В. О дегазации металлов по механизму пузырькового кипения / С.В. Шкуров // *Известия АН СССР. Металлы*. - 1987. - №1. - С.27-29.

149. Harris R. Numerical simulation of vacuum refining of liquid metal / R. Harris // *Can. Met. Quar.* - 1988. – Vol. 27. - №3. - P.169-178.

150. Белянчиков Л.Н. Кинетика рафинирования металла от газов в вакуумной спецэлектрометаллургии / Л.Н. Белянчиков // *Сталь*. - 1991. - №1. - С.35-38.

151. Глинков М. А. Математическая модель дегазации жидкой стали пузырями инертного газа и окиси углерода. Сообщение 1 / М.А. Глинков, Р.И. Меньшиков, Л.И. Урбанович // *Известия вузов. Черная металлургия*. - 1973. - №5. – С.162-165.

152. Глинков М.А. Математическая модель дегазации жидкой стали пузырями инертного газа и окиси углерода. Сообщение 2 / М.А. Глинков, Р.И. Меньшиков, Л.И. Урбанович // *Известия вузов. Черная металлургия*. - 1973. - №7. - С.174-175.

153. Kazumi M. Скорость дегазации жидкого металла при продувке инертным газом / М. Kazumi, S. Masamichi, H. Hideo // *Тэцу то хаганэ*. I. *Iron and Steel Inst. Jap* – 1975 – Vol. 61. - № 2. – P. 182-194.

154. Masamichi S. Rate determining mechanism of degassing by inert gas flushing in molten metal / S. Masamichi, M. Kazumi // *Trans. Jap. Inst. Metal*. – 1982 – Vol. 23. - № 8. – P. 440-450.

155. Harada T. Исследование кинетики десорбции азота / T. Harada, D. Junke // Дзайретопуросу. Curr. Adv. Materand Process. - 1989.- Vol.2. - №1. - P.140-142.

156. Захаров Н.И. Математическая модель массопереноса для дегазации металлургических расплавов всплывающими пузырями инертного газа / Н.И. Захаров, И.И. Борнацкий, А.И. Туяхов // Известия вузов. Черная металлургия. - 1989. - №9.- С.30-33.

157. Lodkovsky S.A. Removal of hydrogen from steel during treatment in the ladle furnace / S.A. Lodkovsky, A.G. Kulikov, V.A. Novikov // Xth Int. Conf. Vacuum Met. –Beiging, 1991. - P. 83-84.

158. Воронин В.А. Математическая модель процесса порционного вакуумирования стали /В.А.Воронин, В.Н. Селиванов // Деп. в ВИНТИ. - 1998. - № 668.– 31с.

159. Захаров Н.И. Математическое моделирование дегазации жидкой стали от водорода с помощью комплексного воздействия порционного вакуумирования и продувки аргоном / Н.И. Захаров, П.С. Харлашин, А.И. Троцан // Тепло- и массообменные процессы в металлургических системах. – Мариуполь, 2000. - С.180-182.

160. Захаров Н.И. Математическое моделирование процессов массопереноса при внепечной дегазации металла всплывающими пузырями инертного газа / Н.И. Захаров, Ф.В. Недопёкин, А.И. Троцан // Инженерно-физический журнал. – 2005. – Т.78. - № 3. – С. 68-71.

161. Захаров Н.И. Экспериментальное исследование процессов внепечной дегазации металла продувкой инертным газом / Н.И. Захаров, А.И. Троцан, П.С. Харлашин // Процессы литья. – 2002. - № 4. – С.21-25.

162. Харлашин П.С. Развитие теории процесса удаления водовода из жидкой стали и научное обоснование ресурсосберегающего режима продувки расплава инертным газом / П.С. Харлашин, Н.И. Захаров // Вестник ПГТУ. – 1999. - №7. – С. 116 – 127.

163. Захаров Н.И. К вопросу ресурсосбережения при внепечной обработке металла / Н.И. Захаров, Х. Мармур, И. Арему // Тезисы докладов II региональной научн.-техн. конференции. – Мариуполь, 1993. – С.34.

164. Пат. 40713 Україна, МПК С 21 С 7/00. Спосіб дегазації металевого розплаву / М.І. Захаров, Ф.В. Недопьокін, О.О. Овдієнко; Донец. нац. техн. ун-т. – №200812726; заявл. 30.10.2008; опубл. 27.04.2009. Бюл. №8.

165. Пат. 55857А Україна, 7 С 21 С 7/10. Спосіб рафінування металів / М.І. Захаров, Д.О. Дюдкін, А.І. Троцан, Ф.В. Недопьокін, О.О. Овдієнко; Приазовський держ. техн. ун-т. – №200275649; заявл. 09.07.2002; опубл. 15.04.2003. Бюл. №4.

166. Захаров Н.И. Способ оценки вакуумирования жидкой стали по току водородной эмиссии / Н.И. Захаров, Д.А. Дюдкин, А.И. Троцан // Тезисы докладов VII региональной научн.-техн. конференции. – Мариуполь, 2000. – С. 111.

167. Захаров Н.И. Способы внепечной дегазации стали с использованием электростатического поля / Н.И. Захаров, А.И. Троцан, Ф.В. Недопьокін, А.А. Овдиенко // Тезисы докладов международной научн.-техн. конференции «Университетская наука – 2008». – Мариуполь, 2008. – С. 150-151.

168. Захаров Н.И. О математическом моделировании процесса переноса в жидком металле в условиях «электродинамической индукции» / Н.И. Захаров // Промышленная теплотехника. - 2005. - № 3. - С. 17-20.

169. Захаров Н.И. Влияние электростатического поля на тепломассообменные процессы при вакуумировании металла/ Н.И. Захаров, Ф.В. Недопьокін, И.С. Мачковский // Metallurgical heat engineering. – 2005. –№ 1. – С. 231-236.

170. Захаров Н.И. Математическое моделирование процессов тепло-массопереноса при внепечной дегазации металла с использованием электростатического поля / Н.И.Захаров, Ф.В. Недопьокін, Е.Л. Степанникова //

Математичне моделювання. – 2007. - № 1. – С. – 41-44.

171. Захаров Н.И. Теоретическая модель процессов переноса при движении металла в электростатическом поле / Н.И.Захаров, Д.А.Дюдкин, Ф.В. Недопекин // Вестник ДонНУ. – 2008. – С.248-249.

172. Захаров Н.И. Об использовании электростатического поля в технологии внепечной дегазации стали / Н.И. Захаров, А.И. Троцан, А.А. Овдиенко // Процессы литья. – 2009. - №1. – С. 8-11.

173. Захаров Н.И. Учет в законе Сивертса фактора воздействия на движущийся металл электростатического поля / Н.И. Захаров, А.И. Троцан // Процессы литья. – 2009. - №3. – С. 15-16.

174. Захаров Н.И. Интенсификация массообменных процессов внепечной дегазации стали / Н.И. Захаров // Процессы литья. – 2010. - №4. – С.8-12.

175. Захаров Н.И. Физический эффект при движении жидкого металла в электростатическом поле и его приложение к внепечной дегазации стали / Н.И. Захаров, Е.В. Комиссарова // Процессы литья. – 2012. - № 3. – С. 28-31.

176. Захаров Н.И. О компьютерном моделировании массопереноса водорода в жидкой ванне при воздействии на металл электростатического поля / Н.И.Захаров, А.А. Троянский // Известия вузов. Черная металлургия. – 2013. – №7. - С. 103-104.

177. Zakharov N.I. Physical and chemical peculiarities liquid steel degassing from hydrogen during ladle treatment in electrostatic field / N.I. Zakharov, A.A. Trojansky, D.A. Djudkin // Achievements of electrometallurgy. – 2014. - №1.- S. 49-52.

178. Захаров Н.И. О математическом моделировании внепечной дегазации металла комплексным воздействием вакуума, продувки инертным газом и электростатического поля / Н.И.Захаров, Д.А. Дюдкин, Ф.В. Недопекин // Труды II Международной научн.-техн. конференции "Прогрессив-

ные технологии в металлургии стали XXI века". – Донецк, 2004. – С.39.

179. Захаров Н.И. Обобщение закона Сивертса и его приложение к диффузионным процессам внепечной дегазации металла / Н.И. Захаров, Е.Л. Степанникова, Ф.В. Недопёкин // Труды Міждержавної науково-методичної конф. "Проблеми математичного моделювання". – Дніпродзержинськ, 2006. – С.65-66.

180. Дюдкин Д.А. Исследование взаимодействия проводника с источником кулоновского поля /Д.А. Дюдкин, А.А. Комаров, Н.И. Захаров, Политехн. ин.-т – Донецк, 1992 – 19с. - Деп. в Информэлектро. – 13.09.1992. – №4.

181. Дюдкин Д.А. Явление возбуждения электрического тока в проводнике, движущемся в электростатическом поле / Д.А. Дюдкин, А.А. Комаров // Научное открытие. – 2000. –№149. * С участием Н.И.Захарова.

182. Ландау Л.Д. Теоретическая физика. Т.2. Теория поля / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1988. – 509 с.

183. Парсел Э. Электричество и магнетизм / Э. Парсел. – М.: Наука, 1983.- 416с.

184. Дюдкин Д.А. «Электродинамическая индукция» тока в металле и проблема её приложения к процессам с движением металла в электростатическом поле / Д.А. Дюдкин, Н.И Захаров. – М.: МГИСиС, 2000. – С. 500-503.

185. Захаров М.І. Математичні методи і комп'ютерне моделювання металургійних процесів: Навчальний посібник для теплотехнічних спеціальностей вузів / М.І. Захаров, А.І. Троцан. – Донецьк: Донбас, 2011. – 99 с.

186. Самарский А.А. Теория разностных схем / А.А.Самарский. – М.: Наука, 1977. – 656с.

187. Захаров Н.И. Математическая модель движения металла в системе всплывающих газовых пузырей в области переходных чисел Рейнольдса

дса / Н.И. Захаров // Известия вузов. Чёрная металлургия.-1994.- № 2.-С.77-80.

188. Захаров Н.И. Расчёт гидродинамического фактора при моделировании конвективного массопереноса в системах металл – группа всплывающих газовых пузырей / Н.И. Захаров, И.И. Борнацкий, А.А. Корчинский // Известия вузов. Чёрная металлургия. - 1989. – №1. – С.149-150.

189. Harmathy T.F. Velocity of large drops and bubbles in media of infinite or restricted extent / T.F. Harmathy // American Institute of Chemical Engineering journal. – 1960. – Vol. 6.- P.281-288.

190. Bhaga D. Bubbles in viscous liquids: shapes, work and velocities / D. Bhaga, M. Wober // Journal Fluid Mach. – 1981. - Vol. 105. – P.61-65.

191. Чиннов Е.А. Всплытие одиночных газовых пузырей в ньютоновских жидкостях / Е.А. Чиннов // Конвективный теплообмен и гидродинамика. – Киев: Техника, 1985. – С.46-53.

192. Кутателадзе С.С. Гидродинамика газожидкостных систем/ С.С. Кутателадзе, М.А. Стырикович. – М.: Энергия, 1976. – 296с.

193. Маленков И.Г. О движении больших пузырей газа, всплывающих в жидкости / И.Г. Маленков // Журнал прикладной механики и технической физики. – 1968. - №6. – С.130-133.

194. Фрумкин А.Н. О влиянии поверхностно-активных веществ на движение на границе жидких сред / А.Н. Фрумкин, В.Г. Левич // Журнал физической химии. – 1947. - №21. – С.1183-1186.

195. Городецкая А.В. Скорость поднятия пузырьков в воде и водных растворах при больших числах Рейнольдса / А.В. Городецкая / Журнал физической химии. – 1949. - №23. – С.71-72.

196. Головин А.М. Растворение эллипсоидального пузыря в жидкости малой вязкости/ А.М. Головин // Журнал прикладной механики и технической физики. – 1968. - №6. – С.48-56.

197. Безродный М.К. О равновесной скорости движения пузырей газа

и капель жидкости в сплошных несущих средах / М.К. Безродный // Промышленная теплотехника. – 2003. – Т. 25. - №2. – С.7-15.

198. Акуличев В.А. Кавитация в криогенных и кипящих жидкостях/ В.А. Акуличев. – М.: Наука, 1978. – 279с.

199. Каневский И.Н. Постоянные силы, возникающие в звуковом поле: Обзор/ И.Н Каневский // Акустический журнал. – 1961. – Т.7. - №1. – С.3-18.

200. Кузнецов Г.Н. Взаимодействие пульсирующих пузырьков в вязкой жидкости/Г.Н.Кузнецов, И.Е. Щекин // Акустический журнал. – 1972. – Т.18. - №4. – С.565-570.

201. Crabtree J.R. Bubble coalescence in viscous liquids / J.R.Crabtree, J.K. Bridgwater // Chem. Eng. Sci. – 1971. – Vol.26. – P. 839 - 851.

202. Головин А.М. Уравнения Лагранжа для системы пузырей в жидкости малой вязкости / А.М. Головин // Прикладная математика и техническая физика. – 1967. - №7. – С.20-27.

203. Шевцов Е.К. К вопросу об интенсивности перемешивания жидкой ванны потоком газовых пузырей / Е.К. Шевцов, Г.М. Глинков, Ю.П. Беляев // Тепло- и массообменные процессы в ваннах сталеплавильных агрегатов. – М.: Metallurgia, 1975. – С.97-101.

204. Кирпичев М.В. Приложение теории подобия к опыту / М.В. Кирпичев // Научные труды ЛТИ. – Ленинград, 1961. - №1. – С.25-32.

205. Ростковский С.Е. Кипение металлических ванн и турбулентный барботаж / С.Е. Ростковский // Теория металлургических процессов. – М.: Metallurgia, 1968. – С.8-16.

206. Смирнов Н.И. Истечение пузырьков воздуха в жидкую среду/ Н.И. Смирнов, С.Е. Полюта // Журнал прикладной химии. – 1949. – Т.22. - №11. – С.1208-1210.

207. Сано М. Взаимодействие жидких металлов с введенными в них пузырями газа / М. Сано // Инжекционная металлургия. – М.: Metallurgia,

1981. – С.83-87.

208. Choulet R. Moving of gas bubbles in liquid metals / R. Choulet // Journal Metals – 1966. - Vol.18. - №1. – P.72-78.

209. Ленер Т. Моделирование процесса вдувания порошка/ Т. Ленер // Инжекционная металлургия. – М.: Металлургия, 1981. – С.94-118.

210. Нигматулин Р.И. Теплообмен газового пузырька с жидкостью /Р.И. Нигматулин, Н.С. Хабеев // Механика жидкости и газа. – 1974. - №5. – С.94-100.

211. Хабеев Н.С. Об одном аналитическом решении задачи теплообмена газового пузырька с жидкостью/ Н.С. Хабеев // Вестник МГУ. Сер. мат. мех. М.: МГУ, 1976. - №5. – С.107-109.

212. Меджибожский М.Я. Скорость движения газовых пузырей и изменение уровня жидкости при интенсивной ее продувке/ М.Я. Меджибожский, В.Я. Бакст, В.И. Шибанов, В.И. Сельский // Тепло- и массообменные процессы в ваннах сталеплавильных агрегатов. – М.: Металлургия, 1975. – С.78-85.

213. Сапиро С.И. Адсорбционные и хемосорбционные процессы на границах металл-газ в ванне конвертера и мартеновской печи/ С.И. Сапиро // Тепло- и массообменные процессы в ваннах сталеплавильных агрегатов. – М.: Металлургия, 1975. – С.197-201.

214. Агарев Л.И. Интенсивность абсорбции хорошо и мало растворимых газов в условиях массового барботажа / Л.И. Агарев, К.Н. Шабалин // Химическая промышленность. – 1962. - №5. – С.8-12.

215. Fujikawa S. Dynamics of two nonspherical cavitation bubbles in liquid / S.Fujikawa,Н. Takahira // Fluid Dyn. Res. – 1994. – Vol. 4. - №3. – P.179-194.

216. Chahine G. Collective effects on the growth of vapor bubbles in a superheated liquid / G. Chahine, H. Liu // Journal Trans. ASME. – 1994. – Vol. 108. - №4. – P. 486-490.

217. Шрайбер А.А. Математическое моделирование трехфазного полидисперсного течения с каплями различных жидкостей / А.А. Шрайбер, В.Л. Климов // Промышленная теплотехника. – 1995. - № 1-3. – С. 63-69.

218. Долинский А.А. Теоретическое обоснование принципа дискретно-импульсного ввода энергии / А.А. Долинский, Г.К. Иваницкий // Промышленная теплотехника. – 1996. - №1. – С.3-21.

219. Патент 84050 Україна, МПК С 21 С 7/00. Спосіб дегазації від водню рідкого металу у електростатичному полі /М.І. Захаров, О.А. Троянський, К.В. Комісарова; Донец. нац. техн. ун-т. - №201304203; завл. 04.04.13; опубл. 10.10.13. Бюл.№19.