



Lehrstuhl für Eisen- und Stahlmetallurgie

Dissertation



Über die Roheisenraffination der
schäumenden Emulsion im LD-Tiegel

Dipl.-Ing. Bernhard Mitas, BSc

November 2023



EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG

Ich erkläre an Eides statt, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel nicht benutzt, und mich auch sonst keiner unerlaubten Hilfsmittel bedient habe.

Ich erkläre, dass ich die Richtlinien des Senats der Montanuniversität Leoben zu "Gute wissenschaftliche Praxis" gelesen, verstanden und befolgt habe.

Weiters erkläre ich, dass die elektronische und gedruckte Version der eingereichten wissenschaftlichen Abschlussarbeit formal und inhaltlich identisch sind.

Datum 03.11.2023

Unterschrift Verfasser/in
Bernhard Mitas

Kurzfassung

Der wesentliche Anteil der weltweiten Rohstahlherstellung erfolgt über die Linz-Donawitz(LD)-Route. Dabei wird der LD-Konverter seit nunmehr 70 Jahren erfolgreich zum Entkohlen des Roheisens eingesetzt. Trotz der wirtschaftlichen Bedeutung des Prozesses und der damit verbundenen Aufmerksamkeit in der montanistischen Wissenschaft ist der Bereich, in welchem die Entkohlung stattfindet, nicht vollständig geklärt. Während manche Forscher von einer überwiegenen Entkohlung durch die Schaum Schlacke ausgehen, schreiben andere dem Brennfleck die meiste Entkohlungsarbeit zu. Einigkeit herrscht nur bei Beginn und Ende des Prozesses. An diesen Zeitpunkten wird der Emulsionsentkohlung eine untergeordnete Bedeutung zugeschrieben. Es gibt keine Modelle, welche die Emulsionsentstehung und die darin ablaufenden Reaktionen mit hinreichender Genauigkeit darstellen. Bisherige stehen im Widerspruch mit physikalischen Grenzen; so übersteigt beispielsweise das einhüllende Volumen der aus dem Roheisen austretenden Teilströmung in manchen Ansätzen das Konvertervolumen bei quasistationären Verhältnissen.

Um die Raffinationsarbeit der Schlacke-Eisen-Emulsion im LD-Konverter physikalisch plausibel zu bewerten, liegt der Fokus dieser Dissertation darauf, ein neues Modell zu entwickeln und die dafür notwendigen Voraussetzungen, wie z. B. die Ergründung und Modellierung emulsionsursächlicher Phänomene zu schaffen. Die systematische Modellierung wurde sauerstoffstromabwärts vollzogen. Nach Beschreibung der Sauerstoffströmung in der Düse folgt die Beschreibung der Strömung außerhalb der Düse. Die Auswirkungen des durch Wechselwirkungen von Düsensauerstoff und Umgebung gebildeten Gasstrahls mit dem Roheisen werden beschrieben. Zusätzlich zu einem mathematischen Modell zur Vorhersage der Flüssigkeitseindellung wird in der Arbeit ein weiteres Modell zur Analyse der scherungsursächlichen Tropfenablösung präsentiert. Die Modellierung der ausgeworfenen Tropfengrößenverteilung und das Verhalten von Eisentropfen in der Schlacke werden anhand von im Rahmen dieser Arbeit veröffentlichten Artikel diskutiert.

Das Tropfengrößenverteilungsmodell hat gezeigt, dass wesentlich größere Tropfen entstehen als für Modellrechnungen bisher verwendet wurden. Das Mikro- und Makrokinetikmodell verdeutlicht, dass den großen, bisher unberücksichtigten Tropfen ein wesentlicher Anteil der Gesamtraffination zufällt. Rechnungen am Schaum Schlacke Modell

ergaben, dass der Anteil der Emulsionsentkohlung bei den meisten Konvertern 25 % nicht übersteigt; andernfalls kommt es zum Auswurf von Schmelze und Schlacke.

Die entwickelten Modelle erlauben es, die effizientesten Blasparameter (Lanzenstellung, Vordruck) für die Raffination zu ergründen und können so zur Prozessoptimierung genutzt werden.

Abstract

The predominant steelmaking route is the Linz-Donawitz (LD) converter route. Since about 70 years the LD-converter (basic oxygen furnace, BOF) is used successfully to refine the hot metal originating from the blast furnace. Despite the economic importance of the process and the processes maturity, various aspects of the process are not fully understood. There is still disagreement among research groups regarding the relative contribution to decarburization of the hotspot and the emulsion. Consensus has been only reached for the beginning and the end of the blowing process, where emulsion decarburization is assumed to contribute subordinate refining performance compared to the hot spot. A well-studied phenomena is the liquid ejection close to a gas-liquid impingement area. The assessment of the hot metal ejection rates due to the oxygen jets impingement on the surface of the hot metal is performed in this work due to the lack of condense of published empirical ejection correlations when applied to industrial sized converter vessels. Physical boundaries are formulated to evaluate the mass ejection correlations presented in the literature. The refining of the slag-metal emulsion during BOF steelmaking is evaluated. Having established models for the prereduced emulsion creation phenomena, refining predictions can be determined. The models were systematically positioned at various locations downstream from the oxygen jets. Using a mathematical model, the geometry of the hotspot cavity can be predicted and an additional model analyzing the shear induced droplet generation is presented in this research. Based on presented publications, regarding ejected droplet size distribution and the residence time of droplets in the slag vital refining parameters of the BOF process are analyzed and discussed. The droplet size distribution model predicts significant larger droplets compared to droplet sizes used by various researchers in the literature when modeling dynamic BOF behaviors. The coupled micro- and macro kinetic model depicts that the large droplets that have previously not been included in modeling contributes a significant fraction of the refining of the hot metal phase. Calculations using the developed foamy-slag

model depicted a limit for the emulsion decarburization fraction. It is estimated that slopping will occur if the actual emulsion decarburization fraction exceeds 25%.

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Mitwirken der K1-MET GmbH und des Lehrstuhls für Eisen- und Stahlmetallurgie der Montanuniversität Leoben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Johannes Schenk für die Gelegenheit zur Durchführung dieser Arbeit und Herrn Assoz. Prof. Ville-Valtteri Visuri für sein förderndes Interesse.

Ich erkläre, dass ich die Richtlinien des Senats der Montanuniversität Leoben zu "Gute wissenschaftliche Praxis" gelesen, verstanden und befolgt habe.

Weiters erkläre ich, dass die elektronische und gedruckte Version der eingereichten wissenschaftlichen Abschlussarbeit formal und inhaltlich identisch sind.

Publikationsliste

Die vorliegende Dissertation basiert auf den nachfolgend aufgelisteten Publikationen. Die ihren Inhalt stützenden Ideen stammen vom Autor dieser Arbeit. Im Fließtext werden die Veröffentlichungen mit arabischen Ziffern referenziert (Artikel 1, Artikel 2, Artikel 3).

1. Mitas, B., Visuri, V. & Schenk, J. Mathematical Modeling of the Ejected Droplet Size Distribution in the Vicinity of a Gas–Liquid Impingement Zone. *Metall Mater Trans B* 53, 3083–3094 (2022). <https://doi.org/10.1007/s11663-022-02588-1>
 - a. Mitas, B.: 100 % Konzept und Modellierung, 100 % Analyse und Interpretation, 80 % Manuskripterstellung
 - b. Visuri, VV.: 20 % Manuskripterstellung, kritische Beurteilung
 - c. Schenk, J.: kritische Beurteilung

2. Mitas, B. & Schenk, J. Schlackenstandsbestimmung im LD-Konverter. *Stahl und Eisen* 11, 50-53 (2022)
 - a. Mitas, B.: 100 % Konzept und Modellierung, 100 % Analyse und Interpretation, 100 % Manuskripterstellung
 - b. Schenk, J.: kritische Beurteilung

3. Mitas, B., Visuri, V. & Schenk, J. Modeling the Residence Time of Metal Droplets in Slag during BOF Steelmaking. *Metall Mater Trans B* 54, 1938–1953 (2023). <https://doi.org/10.1007/s11663-023-02808-2>
 - a. Mitas, B.: 100 % Konzept und Modellierung, 100 % Analyse und Interpretation, 100 % Manuskripterstellung
 - b. Visuri, VV.: kritische Beurteilung
 - c. Schenk, J.: kritische Beurteilung

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	I
Abstract	III
Danksagung	V
Publikationsliste	VI
Inhaltsverzeichnis	VII
1 Einleitung.....	1
2 Stand der Technik.....	3
3 Die schäumende Emulsion im LD-Prozess.....	5
4 Modellierung des Raffinationsvolumens – schäumende Emulsion	7
5 Systematische Modellierung relevanter Phänomene	11
5.1 Modellierung des ausströmenden Sauerstoffstrahls	11
5.2 Modellierung der Gasstrahlausbreitung	13
5.3 Brennfleck.....	14
5.3.1 Chemie am Brennfleck	15
5.3.2 Temperatur und Wärmeströme im Brennfleck.....	16
5.3.3 Fluidbewegungen der Brennfleckumgebung	16
5.3.4 Geometrie des Brennflecks	17
5.3.5 Metallmassenauswurf am Brennfleck.....	18
5.3.6 Größenverteilung der ausgeworfenen Metallmasse am Brennfleck	23
5.3.7 Tropfengrößenverteilungsobergrenze	24
5.3.8 Massenverhältnis von Tropfenfraktionen	25
5.4 Tropfenverweilzeit in der Emulsion	25
5.5 Anteil der Schaumentkohlung	27

5.6	Blähende Tropfen	28
6	Modelle zur Aufenthaltsdauer bei der Tropfenraffination	32
7	Besonders zu hervorhebende experimentelle Versuchsserien.....	36
8	Modellbildung der Brennfleckgeometrie	38
9	Scherungsursächliche Tropfenablösung.....	43
10	Modellierung eines industriellen Konverters.....	46
11	Zusammenfassung und Ausblick	49
12	Literatur.....	52
13	Nomenklatur	55
14	Abbildungsverzeichnis	58
15	Tabellenverzeichnis	60
16	Artikel 1	A
17	Artikel 2	B
18	Artikel 3	C

1 Einleitung

Die steigende Bedeutung des LD-Prozesses erhöhte das Interesse an der Erforschung der im Konverter ablaufenden Mechanismen. Die metallurgischen Phänomene sind zahlreich und ineinander verflochten, gerade weil das Aggregat selbst geometrisch und prozesstechnisch einfacher Natur ist und darum die Fähigkeit, Teilprozesse an genau definierten Bereichen im Aggregat unter definierten Bedingungen ablaufen zu lassen, nicht gegeben ist. Die hohen Temperaturen und chemisch aggressiven Substanzen vereiteln den Einsatz von Messsystemen, welche geeignet wären, prozessrelevante Größen kontinuierlich zu überwachen. Dieser Umstand verleiht den Anstrengungen, den Prozessablauf mathematisch oder rechnergestützt zu beschreiben, Gewicht, erschwert jedoch gleichermaßen die Validierung aufgestellter Modelle. Die weitere Ergründung des Sauerstoffaufblasverfahrens, welches den Großteil des Weltrohstahlbedarfs deckt, soll die Grundlage liefern, gegenwärtige Prozesse besser zu verstehen und das Potential zukünftiger Prozesse mit Aufblas- oder Kombiblastechnik beurteilen zu können.

Im LD-Prozess wird zur Oxidation des im Roheisenbad gelösten Kohlenstoffs Sauerstoff in den LD-Tiegel eingeblasen. Charakteristisch für den Prozess ist das vertikale Einführen einer mit mehreren Lavaldüsen ausgestatteten Lanze durch die Hauptöffnung des Tiegels. Die partielle Umwandlung der fühlbaren Wärme des zugeführten Sauerstoffs in kinetische Energie resultiert in über die Schallgeschwindigkeit hinausgehende Geschwindigkeiten des austretenden Gasstrahls. Während des Prozesses wird die Schlacke bis auf das Metallbad durch die impulsreichen Gasstrahlen verdrängt. Die an der Aufprallstelle ablaufenden Oxidationsreaktionen resultieren in hohe Oberflächentemperaturen. Der direkten Aufprallstelle wurde lange Zeit ein Großteil der Raffinationsarbeit zugeschrieben. Umfassende Modellierungen des Kohlenstofftransports zur Aufprallstelle zeigten die Unvereinbarkeit der real auftretenden Reaktionsgeschwindigkeiten mit dem modellierten konvektiven Massentransport zur Aufprallstelle. Die Schlackenphase wurde zur Erklärung

der abweichenden Entkohlungsrate hinzugezogen. Nach der Feststellung, dass der Raffinationsgrad von in Schlackenproben enthaltenden Eisentropfen höher ist als jener der Haupteisenphase, wurde den Eisentropfen ein mehr oder minder gewichtiger Anteil an der Gesamtraffination zugeschrieben. Einige dynamische LD-Konvertermodelle beschreiben die Raffination des Aggregats vollständig über am Tropfen ablaufende Reaktionen. Der Beladung bestehender Modelle mit weiteren Teilmodellen wurde gegenüber der kritischen Validierung des Fundamentalmodells zugrundeliegender Annahmen Vorzug gegeben. Die Erweiterung nicht geprüfter Modelle mit weiteren semi-empirischen Modellen resultierte in einer Vielzahl als „Fit-Parameter“ nutzbarer Eingangsgrößen. Ziel der Arbeit ist es, physikalisch begründete und transparente Aussagen über die Schaumschlacke im LD-Konverter bereitzustellen. Hierfür wurden die folgenden drei Modelle unter Berücksichtigung der im Konverter vorherrschenden Bedingungen entwickelt:

- Kavitätsgeometriemodell
- Tropfengrößenverteilungsmodell
- Tropfenaufenthaltsdauermodell

2 Stand der Technik

Die Veränderungen der chemischen Zusammensetzung des Roheisens im LD-Konverter resultieren bei den Modellen von Lytvynyuk et al. [1] und Bundschuh [2] aus dem Stofftransport über eine Grenzfläche. Diese ist als „raffinationsaktive“ Grenzfläche zu verstehen. Die Vorgänge am Einzeltropfen, das heißt die Mikrokinetik, bleiben bei dieser Betrachtungsweise jedoch unberücksichtigt. Diese Modellgrenzfläche ist keine durch Beprobung feststellbare Größe. Unter der Annahme, dass sich eine Million Tropfen mit einem Durchmesser von einem Millimeter im Gleichgewicht mit der Schlacke befinden, ergibt sich eine Grenzfläche von ca. 3 m² zwischen Tropfen und Schlacke. Allerdings findet trotz des Ungleichgewichtes zwischen dem nicht emulgierten Roheisen mit der Schlacke kein Stoffaustausch über diese Grenzfläche statt. Die Modelle von Dogan [3] und Brooks et al. [4] berücksichtigen die Mikrokinetik am Einzeltropfen in physikalisch nicht sinnvoller Art und Weise. Der schräge Wurf eines Eisentropfens durch eine ruhende Schlacke ist für die wahre Bewegung der Tropfen in der Schlacke während des LD-Prozesses nicht repräsentativ. Bei dieser Betrachtung würden die Trajektorien der Tropfen nie über die unmittelbare Umgebung des Brennflecks hinausreichen. Dieses Konzept bildet daher keine physikalisch realistische Emulsionsraffinierung ab. Die Laborversuchsserie von Korja und Lange [5] stellt die Datenbasis für die in Dogans Modell [3] eingesetzten Tropfendurchmesser dar. Oeters [6] berechnet die Mikro- und Makrokinetik der Entphosphorung einer Tropfenpopulation in der Schlacke für tropfengrößenunabhängige Aufenthaltszeiten. Er benutzt experimentell validierte Größenverteilungsfunktionen, jedoch keine Methode, um reale Konverterverhältnisse zu berücksichtigen. Chigwedu et al. [7] beschreiben die Oxidationsaffinität der Elemente im Roheisen und errechnet daraus Sauerstoffverteilungsfaktoren. Die Mikrokinetik der Tropfen wird vernachlässigt. Obwohl das Modell nicht in Zonen unterteilt wurde, kann es phänomenologisch als Brennfleckmodell betrachtet werden. Zusätzlich kann gesagt werden, dass Chigwedu et al. [7], Bundschuh [2]

und Lytvynyuk et al. [1] die Temperaturveränderungen des Roheisens modellieren, während Dogan [3] von einem bestimmten linearen Temperaturanstieg mit der Blaszeit ausgeht.

Das aus der Entwicklung von Schaumstandüberwachungssystemen (Artikel 2) resultierte Wissen wird zur Bildung von physikalisch sinnvollen und industrierelevanten Modellen, welche im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden, verwendet. Außerdem soll in den neuen Modellen im Vergleich zu denen von Lytvynyuk et al. [1] und Bundschuh [2] die Mikrokinetik in die Berechnung mit einbezogen werden. Im Gegensatz zu Dogan [3] und Brooks et al. [4], welche sich auf Tropfentrajektorien stützen, welche den Begriff Emulsion gar nicht zulassen, wird in dieser Arbeit der emulgierte Zustand im Modell widergespiegelt. Für die Modellierung der ausgeworfenen Tropfengrößenverteilung in Abhängigkeit der Blasparameter (Düsenvordruck, Lanzenhöhe) werden vorhandene experimentelle Daten verwendet. Somit kann vermieden werden, auf zehn willkürlich gewählte Tropfengrößenklassen, wie bei Dogan [3], zurückgreifen zu müssen. Auch wenn Oeters [6] die Makro- und Mikrokinetik phänomenologisch korrekt berücksichtigt, so benutzt auch er eine Tropfengrößenverteilung, welche ausschließlich aus Laborexperimenten stammt, und eine Aufenthaltszeit, welche für alle Tropfengrößen gleich ist.

Die mit dieser Arbeit zu schließenden Forschungslücken sind:

- Die bestehende Fachliteratur bietet keinen Ansatz zur Modellierung der Größenverteilung ausgeworfener Tropfen. Zudem gibt es keine Studien bzw. Untersuchungen darüber, wie sich die Größenverteilung der ausgeworfenen Tropfen beim Übergang vom Laborsystem zum industriellen Maßstab verhält.
- Die Raffinationseffizienz unterschiedlicher Tropfengrößen wurde bisher nur für die tropfengrößenunabhängige Aufenthaltsdauer bewertet. Es ist jedoch davon auszugehen, dass sich die Verweilzeiten von Tropfen variierender Größe erheblich unterscheiden.
- Es existieren zwar empirische Ansätze zur Untersuchung der Zusammenhänge zwischen Massenauswurfsraten und Blasparametern, jedoch unterscheiden sich deren Vorhersagen und Ergebnisse um mehrere Zehnerpotenzen, sobald sie auf industrielle Blasbedingungen angewendet werden. Zudem wurden die bestehenden Formulierungen einander noch nicht gegenübergestellt oder einer Bewertung hinsichtlich physikalisch sinnvoller Grenzen unterzogen.
- Während des LD-Konverter-Prozesses treten instationäre Zustände des Schaumes auf, welche bei scheinbar gleicher Fahrweise zum Überlaufen (slopping) führen können. Die zuverlässige Simulation der Schaumhöhe ist noch nicht möglich.

3 Die schäumende Emulsion im LD-Prozess

Zu Beginn des Blasens bildet sich bei hoher Lanzenstellung, d. h. bei einem vergleichsweise großen Abstand zwischen der Lanze und der Badoberfläche, eine eisen- und siliziumoxid reiche Schlacke, welche die kontinuierliche Phase einer entstehenden Emulsion darstellt. Nahe der Aufprallstelle des Gasstrahles wird Roheisen in die Schlacke geschleudert. Bei Beprobung der Schlacke finden sich homogen verteilte kleine Eisentropfen. Durch die Annahme, dass die Proben repräsentativ für den Schlackenzustand während des Prozesses sind und sich somit nur unwesentlich ändern, wurde die Terminologie „Emulsion“ geprägt. Inwieweit an der Gesamtraffination wesentlich beteiligte emulgierte Roheisenelemente homogen in der Schlacke verteilt sind, ist diskutabel. Das Schäumen dieser Emulsion konnte hingegen unmittelbar während des Prozesses beobachtet werden. Momente des Überschäumens des Gefäßes stellen einen unerwünschten Extremfall dieses Vorganges dar.

Da ab einer bestimmten kritischen Sauerstoffblasrate ein Überschäumen immer wahrscheinlicher wird, wurde die praktisch höchste Entkohlungs geschwindigkeit eines Konverters durch das Überlaufen des Aggregats begrenzt. Um die Wirtschaftlichkeit des Prozesses zu steigern, wurden die spezifischen Konvertervolumina (m^3 Konverterraum / Tonne Rohstahl) im Laufe der Zeit erhöht [8].

Die Steigerung der maximalen Sauerstoffblasrate bei konstantem Sicherheitsabstand zum pneumatischen Austragspunkt erfordert bei konstanter Schmelzenmasse eine Erhöhung des Konvertervolumens. Um bei geringerem Sicherheitsabstand zum pneumatischen Austrag trotzdem mit großer Wahrscheinlichkeit überlaufsfrei Roheisen zu verblasen, wurden Modelle entwickelt, welche eine akkurate Schaumvorhersage ermöglichen sollten. Bestehendes Wissen über unterschiedliche dispergierte fest-fluide Systeme wurde zur Modellierung des Schaumes angewendet. Schytil [9] behauptet, dass beliebige dispergierte Systeme als

Wirbelschicht aufgefasst werden dürfen, sobald Teilchen höherer Dichte in einem aufwärtsgerichteten Strom des kontinuierlichen Mediums transportiert werden.

Zu langes Blasen bei hohem Lanzenabstand (weiches Blasen) kann zum Überlaufen des Aggregates durch überhöhte FeO Gehalte führen. Ist der Zustand erreicht, kann auch eine deutliche Reduzierung des Sauerstoffvolumenstroms das Überlaufen nicht unmittelbar stoppen. Ohne weitere Maßnahmen kann ein Überlaufen mehrere Minuten andauern [11].

4 Modellierung des Raffinationsvolumens – schäumende Emulsion

Für die Modellierung des Stofftransports von zu frischenden Elementen des Eisens in die Schlacke müssen nach der Modellvorstellung, welche auf der Tropfenraffination beruht, definierte Teilaspekte beschrieben werden. Eine nähere Betrachtung der Gasauftreffstelle (Brennfleck) ist aufgrund der unmittelbar an ihr ablaufenden chemischen Umsätze für die Modellierung von Bedeutung. Ebenso stellt sie die Quelle an Eisentropfen dar, welche in die Schlacke geschleudert werden. Ursächlich für diesen Vorgang ist das auf der Roheisenoberfläche auftreffende Gas. Somit ist es wichtig, den Gasstrahl zu modellieren, um das Ausmaß und die Art der Interaktion mit dem Roheisen beschreiben zu können. Der Gasstrahl besteht bei Düsenaustritt aus reinem Sauerstoff (> 99 Vol. %) und dringt in eine kohlenmonoxid- und kohlendioxidhaltige Umgebung von annähernd 1 bar Absolutdruck ein. Da wesentliche Anteile an Kohlenmonoxid in ausreichender Entfernung der Düsenachse vorliegen, bildet sich eine inverse Flamme. Für brennstoffreiche Gasstrahlen, welche in eine oxidationsmittelreiche Umgebung strömen, existieren Ansätze für die Beschreibung des Zustandes der Strömung. Die Geschwindigkeits-, Temperatur- und Stoffkonzentrationsverteilung im Strahl können so abgeschätzt werden. Beim umgekehrten Fall eines Gasstrahles, welcher das Oxidationsmittel in eine brennstoffreiche Umgebung trägt, sind getätigte Annahmen nicht mehr zulässig [10]. Modelle von Ito und Muchi [12] führen zu einer guten Übereinstimmung mit den Experimenten durch Sumi et al. [13], sie berücksichtigen jedoch keine chemische Umsetzung turbulent eingesaugter Gasteilchen. Modelliert wird nur das Einsaugen einer heißen, gasförmigen Umgebung in den Strahl und die daraus resultierende Vermischung. Eine akkurate Beschreibung der Verteilungsgrößen wäre wichtig, um nicht nur extensive Größen, wie z. B. den Gesamtimpuls und die Energie des Strahls, abschätzen zu können, sondern auch intensive Größen, wie die Impulsdichten. Diese haben einen großen Einfluss auf die Art des Abdruckes, welcher durch das Wirken

des Strahls auf die Oberfläche entsteht. Dieser Abdruck wird oft mittels eines elliptischen Paraboloids approximiert [14]. Je flacher und breitgefächerter die Form, desto weniger Impuls wird vom Gas an die Flüssigkeit übertragen. Dies wirkt sich stark auf die Massenauswurfsrate aus. Zusätzlich muss es möglich sein, die ausgeworfene Masse in Tropfen definierter Größe und Anzahl einzuteilen, um die Anfangsbedingungen für die Emulsionsraffination definieren zu können. Sind diese nicht hinreichend definiert, sind auch alle weiteren abgeleiteten Aussagen potentiell unbrauchbar.

Die notwendigen Teile, welche das Modellsystem zur Vorhersage des Tropfenauswurfs befähigen und somit die Anfangsbedingungen des Emulsionsfrischen definieren, können wie folgt zusammengefasst werden:

- Modellierung des ausströmenden Sauerstoffstrahls
 - Beschreibung der Expansion durch die Düse
 - Beschreibung der räumlichen Veränderung des Gasstrahls
 - stoffliche Veränderungen
 - Wärmeänderungen
 - Impulsänderungen
- Modellierung der Auftreffstelle
 - Modellierung der Eindellung des Roheisenbads → Impulsbilanz → Massenauswurf
 - Beschreibung der Tropfenablösestelle → Tropfengrößenverteilung

Bei gegebener Beschreibung der Roheisenfragmentierung bleibt für das weitere Verhalten der Tropfen eine Vielzahl an Möglichkeiten offen. Die Tropfen könnten beispielweise ohne wesentlichen Schlackenkontakt wieder direkt zur Roheisenhauptmasse zurückkehren. Sie könnten aber ebenso von der Schlacke aufgenommen werden und bis zum Prozessende in der Schlacke verbleiben. Es existieren keine Modelle, welche ein Kriterium für die Aufnahme in die Schlacke definieren. Ebenso gibt es keine Modelle für die Anfangsgeschwindigkeit (vektoriell oder skalar) des Tropfens. Die Initialgeschwindigkeit kann, muss jedoch nicht, relevant für die Aufenthaltszeit des Tropfens in der Schlacke sein.

Ein kurzes Gedankenexperiment soll dies veranschaulichen: Betrachtet wird der Fall, dass ein sehr massereicher Tropfen von 10 cm Durchmesser ausgeschleudert wird. Sofern der Tropfen während seiner Aufenthaltszeit seine Form hinreichend beibehält und nicht durch Wechselwirkungen (z. B. Kohlenmonoxidstehung) fragmentiert wird, ist die Anfangsgeschwindigkeit des Tropfens mit Sicherheit relevant. Die Aufenthaltszeit kann hinreichend genau durch die Berechnung der Flugbahn durch die Schlacke erfasst werden. Wird hingegen ein sehr kleiner Tropfen mit 100 µm Durchmesser in die Schlacke

geschleudert, so ist davon auszugehen, dass dieser nur geringe Relativbewegungen zur Schlacke ausführen kann. Die Relativgeschwindigkeiten zur Schlacke sind im Vergleich zu den mittleren Geschwindigkeiten der Schlacke selbst klein. Somit ist davon auszugehen, dass der Tropfen von der Schlacke „mitgerissen“ wird. Die Initialgeschwindigkeit eines solchen Tropfens wäre folglich für seine Aufenthaltsdauer in der Schlacke unerheblich.

Während des Aufenthaltes eines Tropfens in der Konverterschlacke tauscht er gelöste Elemente, wie z. B. Phosphor, mit ionischen Teilen der umgebenden Schlacke aus und somit resultiert eine Änderung der Oxidationsstufe der getauschten Spezies. Der Tropfeninhalt verbrennt teilweise. Die Kohlenstoffoxidation besitzt unter den im Konverter ablaufenden Reaktionen die Besonderheit, dass das Oxidationsprodukt gasförmig ist. Es wurde experimentell festgestellt, dass sich eine Gasumhüllung um einen Tropfen in einer eisen(II)oxid-haltigen Schlacke bildet [15]. Durch diese muss der für die weitere Oxidation notwendige Sauerstoff an den Tropfen herangeführt werden. Die Entkohlung in der Schlacke durch Eisentropfen wurde folglich als zweistufige Reaktion klassifiziert [16]. Es wäre jedoch ein weiterer, einstufiger Reaktionsablauf denkbar. Eine symmetrische Gasumhüllung wäre nicht formstabil, da schon der Tropfen selbst trotz sehr hoher Oberflächenspannung nicht formstabil ist. Wenn jedoch nur ein Teil des Tropfens an die Gasumhüllung grenzt und dieser Umstand der Relativbewegung der Schlacke zum Tropfen geschuldet ist, so ist ein Reaktionspfad über eine übersättigte Grenzschicht denkbar. Ab dem Staupunkt fließt adsorbierter Sauerstoff in den Tropfen. Homogene Keimbildung ist noch nicht möglich. Die Oberflächenspannung des Metalltropfens ist sehr groß. Die Grenzschicht reichert sich immer mehr mit Sauerstoff an und gleichzeitig trägt die innere Tropfenzirkulation die übersättigten Bereiche Richtung Gasumhüllung. An der Gas-Metall Grenzfläche angekommen, läuft die Tropfenentgasung unter großer Triebkraft ab.

Chen und Coley [17] erklären das Phänomen des aufblähenden Tropfens während der Entkohlung im Laborversuch mittels homogener Nukleation im Tropfen. Für den Reaktionsprozess im großtechnischen Konverter erscheint dies unrealistisch. Die Schlacke ist während des LD-Prozesses in heftiger Bewegung. Ein sich aufbauendes Löslichkeitsprodukt $[C]_x[O]$, welches in der Lage wäre, einen homogenen Keim im Inneren des Tropfens zu bilden, würde durch die intensive Massenkonzentration sofort abtransportiert werden. Im Labor hingegen kann ein sehr hoher $\{CO\}$ Partialdruck erzwungen werden. Dieser kann auch unwillkürlich entstehen, da die Tiegelabmessungen im Labor im Vergleich zu industriellen Tiegeln klein sind und die Schlacke, sofern nicht aktiv gerührt wird, in Laborversuchen nahezu unbewegt vorliegt. Die heterogene Keimbildung an der Tropfen-Schlacke-Grenzfläche ist ebenso dem in dieser Arbeit präsentierten Mechanismus untergeordnet, da ständig $[C]_x[O]$ in Richtung Gas abfließt. Tropfenregionen mit ausreichend

erhöhten $[C]x[O]$ -Werten hätten nur sehr kurz Zeit zur Bildung einer Blase. Selbst wenn diese entsteht, würde sie nach kurzer Zeit mit den Gasvolumina vereint werden und somit den Reaktionsmechanismus unwesentlich beeinflussen, da das Gasvolumina (Abbildung 4-1 b)) im Mittel vergrößert wird und sich der Vorgang bei gleichen Bedingungen nicht wiederholen würde.

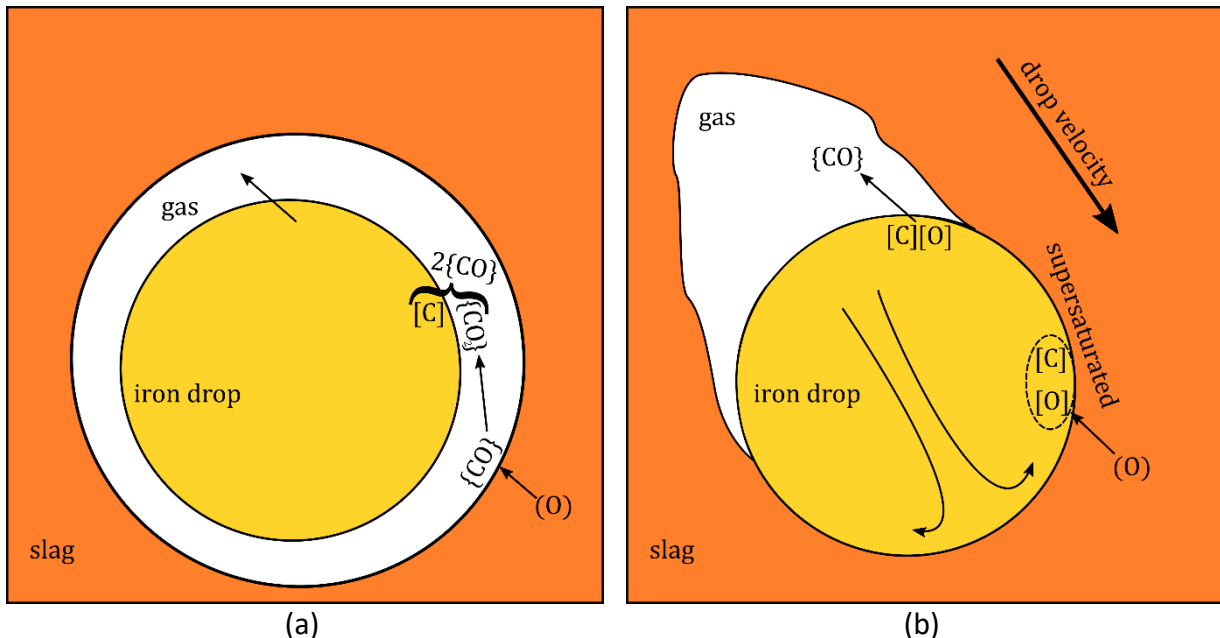


Abbildung 4-1: Mechanismen der Emulsionsentkohlung via (a) indirektem und (b) direktem Reaktionsweg [18]. Eisentropfen (gelb) mit Kohlenstoff in Lösung ($[C]$) reagiert mit umliegender Schlacke (orange). Es bildet sich Kohlenmonoxid als gasförmiges Entkohlungsprodukt (weiß).

Die nachfolgende Aufzählung beschreibt die notwendigen Schritte für die Modellierung des Emulsionsfrischens.

- Modellierung der Tropfenbewegung in der Schlacke
- Modellierung der Tropfenabscheidung in die Hauptmasse des Roheisens
 - Für kleine Tropfen: Grenzschichtabscheidung
 - Für große Tropfen: Flugbahn
 - Berücksichtigung der Entkohlung und deren Einfluss auf die Emulsion sowie die Abscheidung von Tropfen
- Modellierung der Raffination während des Aufenthalts in der Schlacke

5 Systematische Modellierung relevanter Phänomene

Dieses Kapitel erörtert die in Kapitel 3 definierten Teilaspekte der Emulsionsmodellierung im Detail. Die Verkettung einzelner Mechanismen und deren Auswirkung auf die Modellierung werden aufgezeigt.

Bei der Modellbildung ist hinsichtlich des Genauigkeitsanspruchs die mittlere Unsicherheit des operativen Elements im Stahlwerk über den Zustand des Konverters entscheidend. Als Anhaltspunkt für die Genauigkeit der zu entwickelnden Modelle dient folglich die Genauigkeit der operativen, zur Verfügung stehenden Messsysteme.

5.1 Modellierung des ausströmenden Sauerstoffstrahls

An unterschiedlichen LD-Lanzenköpfen wurden unterschiedliche konvergent-divergent Düsenprofile getestet. In der Praxis wird aus Kostengründen meist eine doppelkegelige Ausführung verwendet [19]. Untersuchungen an einer Überschalldüse im Labormaßstab haben ergeben, dass der Halbwinkel einer linearen Lavaldüse kleiner als 30° sein sollte, da ab diesem Winkel die durch die Düse erzeugte Schubkraft stark reduziert wird. Bei ca. 30° wurde das Maximum des Schubes festgestellt, während die Verringerung des Schubes zu kleineren Winkeln weniger stark ausgeprägt war [20]. Die ideale Kontur IC („ideal contour“) einer Überschalldüse ist unter Vernachlässigung der Viskosität berechenbar. Die ideale Düsenkontur erzeugt an der Austrittsfläche eine einheitliche Strömung ohne Temperatur- und Geschwindigkeitsgradienten. Die ideale Austrittsströmung ist frei von Schockwellen. Aus der Raketentechnik sind weitere gängige Formen TOP („thrust-optimized parabola“) und TIC („truncated ideal contour“) bekannt. Um hohe Machzahlen zu erreichen, müsste die

Raketendüse sehr lang und somit sehr schwer werden. Ein großer Teil der Raketendüse nahe dem Austrittsquerschnitt trägt nur wenig zum Schub bei. Deshalb wurden die abgeschnittenen Versionen (TIC) der idealen Kontur in der Raketentechnik verwendet. In nicht idealen Düsen können während des Betriebs Schockwellen entstehen [21]. LD-Lanzenkopfdüsen werden für einen einzigen Betriebszustand ausgelegt. Aus diesem Grund wird der Sauerstoffvolumenfluss während des Prozesses selten variiert. Einer Daumenregel zufolge sollte der Düsenbetriebsdruck nicht mehr als 10 % vom Auslegungsdruck abweichen.

Eine bestimmte Düse kann nur eine festgelegte Expansionsarbeit leisten. Ist der Vordruck zu hoch, ist am Düsenende noch Restdruck vorhanden und der Strahl expandiert bauchig. Die Kraft, welche der Strahl in einer gewissen Entfernung zur Düse auf ein Roheisenbad ausüben könnte, nimmt ab. Ein Strahl dieser Art wird als „unterexpandiert“ bezeichnet, weil er noch weiter expandiert werden müsste, um den Umgebungsdruck zu erreichen. Da der Druck am Düsenausgang höher als der Umgebungsdruck ist, setzt am äußeren Düsenende eine Expansionswelle ein. Diese wird stromabwärts als Verdichtungsstoß wieder an der einhüllenden Begrenzung des Gasstrahles reflektiert. Dies gewährleistet die Druckkonstanz an der einhüllenden Gasstrombegrenzung [22].

Im umgekehrten Fall, d. h., bei niedrigerem Vordruck im Vergleich zum Auslegungsdruck, ist der Strahl bereits vor Düsenende vollständig expandiert. Die Gasmassen bewegen sich weiter und expandieren somit weiter – der Druck sinkt. Bei Düsenende ist der Druck unter den Umgebungsdruck gefallen. Der höhere Umgebungsdruck wird über einen schrägen Verdichtungsstoß erreicht. Eine Querschnittsverringering des Strahls setzt unmittelbar nach dem Verdichtungsstoß ein, bis dieser wieder auf die einhüllende Stahlbegrenzung trifft und als Expansionswelle reflektiert wird. Dieser Düsenbetriebspunkt ist ineffizient und führt dazu, dass die heiße und abrasive Umgebung in die Düse gezogen wird und das Lanzenkupfer angreift.

Sowohl für über- als auch für unterexpandierte Überschallstrahlen entstehen Systeme von Verdichtungsstößen und Expansionswellen, welche über die Töpler'schen Schlierenmethode als Diamantmuster sichtbar gemacht werden können.

Vordrücke, die wesentlich unter dem Auslegungsdruck liegen, verringern die Lebensdauer des Lanzenkopfs. Die Impulsstromdichte des Strahls ist etwas schwächer, jedoch in geringerem Maße [19]. Die Gefahr der Ausrundung der Kupferkante am Düsenaustritt ist gegeben und einhergehende Abnutzungen nahe des Düsenaustrittsquerschnitts können zu unerwünschten Gasstrahlveränderungen führen [23].

Überschallphänomene, wie die Entwicklung bestimmter Töne beim turbulenten Mischen oder die beim Aufprall des Gasstrahls auf eine Oberfläche entstehenden „screeching tones“, können für die Schaumstandüberwachung genutzt werden (siehe Artikel 2). Für die eigentliche Raffination des Eisens spielen diese Effekte jedoch keine Rolle.

Aufgrund der fehlenden Genauigkeit des Zustands des Gases beim Düseneintritt sowie der Ungewissheit über die Umgebungsbedingungen nach der Düse und der Unkenntnis über den Abnutzungsgrad der Düse ist eine exakte Beschreibung der Gasexpansion durch die Düse während des Prozesses nicht möglich.

Der Düsenvordruck kann relativ genau abgeschätzt werden und wirkt sich daher nicht wesentlich auf die Gesamtunsicherheit aus. Die genaue Zustandsbeschreibung am Düsenausgang gestaltet sich jedoch schwieriger. Der Druck am Düsenaustrittsquerschnitt ist unbekannt und wurde von Kemminger et al. [24] als 1,2 bar angenommen. Eine hochgenaue Modellierung des Überschallstrahls erscheint für Prozessmodelle nicht zweckmäßig.

Düsenverschleiß durch die aggressiven Konverterbedingungen kann zu Strömungsablösungen führen [23]. Der Einfluss der erhöhten Genauigkeit des Gasstrahlmodells durch Einbeziehung der Überschallphänomene auf die Genauigkeit der LD-Konverter-Simulationsresultate ist wegen der Unsicherheiten der angenommenen Randbedingungen gering.

5.2 Modellierung der Gasstrahlausbreitung

Der aus der Düse austretende Sauerstoff dringt in eine heiße, staubige, von Schlacke umschlossene Umgebung ein. Ein Teil der am Brennfleck entstehenden Verbrennungsgase wird wieder in den Strahl eingesaugt. Eingesaugte kohlenstoffmonoxidhaltige Gasvolumina reagieren mit dem Lanzensauerstoff und es bildet sich eine inverse Flamme mit dem Brennstoff außen und dem Oxidationsmittel innen. In erster Näherung kann das Geschwindigkeitsfeld des Gasstrahles als freier turbulenter Strahl modelliert werden. Die Abnahme der Zentrumsgeschwindigkeit des Strahls wird für hinreichend ausgebildete Freistrahlen über die Gleichung 5-1 beschrieben, wobei u_{0m} die Düsenaustrittsgeschwindigkeit, u_m die axiale Geschwindigkeit in einer Distanz x zur Düse, d_0 der Düsendurchmesser und K eine Konstante ist [14]. Die Konstante K erhöht sich bei einer Versechsfachung der Reynoldszahl um etwa 40 %.

$$\frac{u_m}{u_{0m}} = K \frac{d_0}{x} \quad (5-1)$$

Das radiale Geschwindigkeitsprofil ist in Gleichung 5-2 gegeben, wobei r der Abstand zur Düsenachse und u die Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Düsenachse an der Position (x, r) ist. Obwohl für K eine gewisse Abhängigkeit von der Reynoldszahl existiert, wird es in erster Näherung oft als konstant angenommen.

$$\frac{u}{u_m} = \exp\left(-2 \left(K \frac{r}{x}\right)^2\right) \quad (5-2)$$

Ito und Muchi [12] berücksichtigen, verglichen mit der Temperatur des ausströmenden Gases, eine unterschiedliche Temperatur der Umgebung. Während für Multikomponentenumgebungen Vorhersagen über Volumsanteile im Gasstrahl möglich sind, werden chemischen Reaktionen und die damit verbundenen Enthalpiefreisetzen nicht abgedeckt. Das Modell wurde im Rahmen dieser Arbeit implementiert. Rout et al. [25] verwenden es in LD-Konverter-Simulationen. Sumi et al. [13] validierten es experimentell.

5.3 Brennfleck

Der sich von der Düse ausbreitende Gasstrahl trifft in einer Entfernung von 1,5-6 m auf das Roheisenbad auf und beeinflusst das Geschwindigkeits- und Temperaturfeld sowie die chemische Zusammensetzung des Roheisens. Der Untersuchung dieser Auftreffstelle wurde aufgrund der Vermutung, dass sie allein für die Badentkohlung verantwortlich ist, viel Aufmerksamkeit gewidmet. Die Beschreibung der im und nahe des Brennflecks ablaufenden Phänomene gestaltet sich schwierig, weil die theoretisch möglichen Gradienten für Temperatur, Stoffkonzentrationen und chemischen Potential enorm sind. Der höchstmögliche Sauerstoffpartialdruck an der Kavität (Roheiseneindellung) ist der Versorgungsdruck des Sauerstoffs vor der Düse (siehe Abbildung 5-1 Punkt 2). Würde der Strahlkern des Sauerstoffstrahls bis an die Kavität reichen, würde am Staupunkt der Kavität ein dem Versorgungsdruck des Sauerstoffs entsprechender Sauerstoffpartialdruck (ca. 8-14 bar O₂) vorherrschen. Am Düsenaustrittsquerschnitt (Abbildung 5-1 Punkt 1) ist die Temperatur des Gases durch die Expansion unter 0 °C gefallen und der Druck entspricht ungefähr dem Umgebungsdruck. Die Zusammensetzung des Strahlgases ändert sich durch die sich bildenden Raffinationsprodukte und deren Rückvermischung in den Hauptstrahl. Die chemischen Umsätze wirken stark auf die Oberflächentemperatur des Brennflecks. Eine akkurate Bewertung der Brennflecktemperatur ist nur durch eine umfassende Modellierung der oberflächennahen Strömungsvorgänge möglich. Das am Brennfleck auftreffende Gas verursacht Scherkräfte und beschleunigt das Roheisen normal zur Lanzenachse. Versuche mit Wasser [26] und Roheisen [32] zeigten, dass die Flüssigkeitsoberfläche an der

Aufprallzone des Gasstrahls Oszillationen unterworfen ist. Es ist von einem dominierenden turbulenten Anteil am Stofftransport zur Brennfleckoberfläche auszugehen.

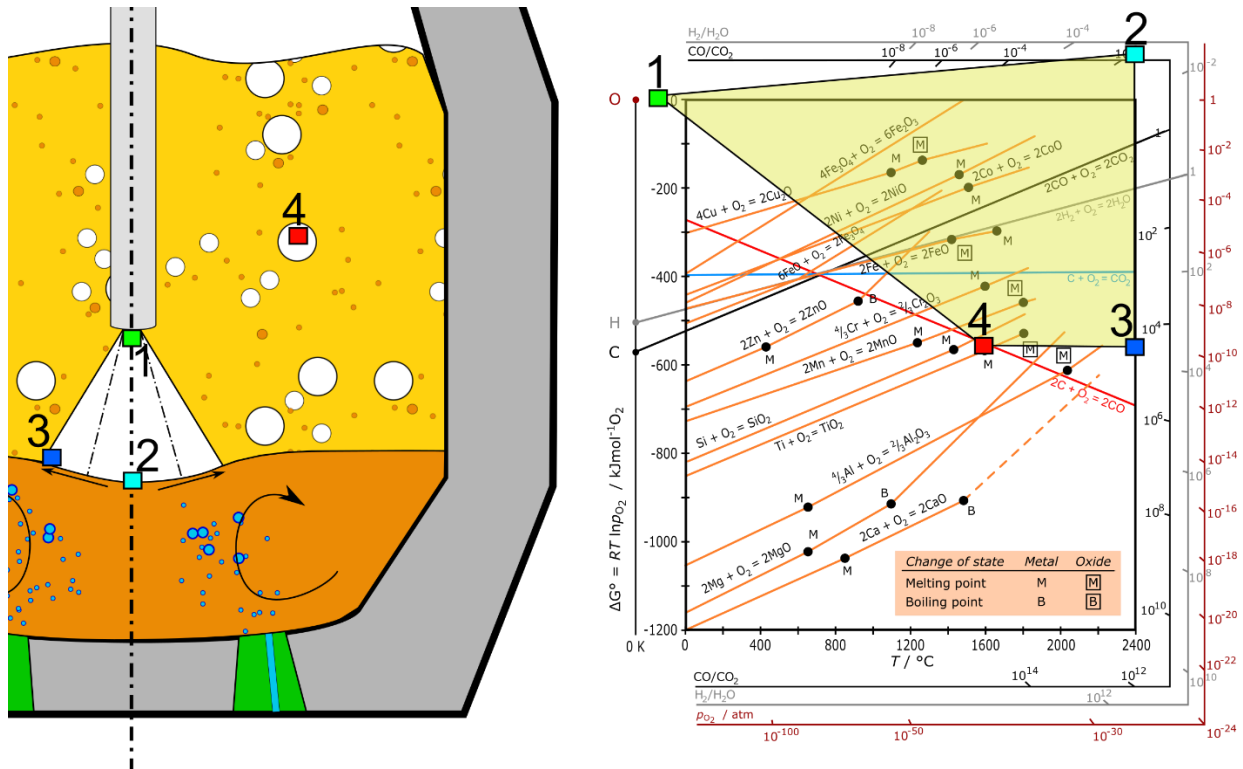


Abbildung 5-1: Extremwerte möglicher (nicht erwarteter) Sauerstoffpartialdrücke an charakteristischen Zonen im LD-Konverter. 1 – Düsenaustrittsquerschnitt, 2 – Staupunkt der Kavität, 3 – Gasgrenzschicht am Kavitätssende, 4 – Gasblase in der Emulsion. Konverterausschnitt aus Artikel 2, Ellinghamdiagramm, modifiziert von DerSilberspiegel [27] CC BY-SA 4.0.

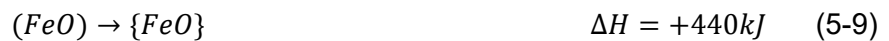
5.3.1 Chemie am Brennfleck

Direkt im Brennfleck treten chemische Umsätze auf, welche einen wesentlichen Teil der Gesamtraffinierungsarbeit des Konverters ausmachen. Die Reaktionsenthalpie der Oxidation des im Roheisen gelösten Kohlenstoffs zu Kohlenmonoxid Gleichung 5-3 unterscheidet sich deutlich von jener des Graphits zu Kohlenmonoxid Gleichung 5-4. Die im Folgenden präsentierten Reaktionsenthalpien ändern sich in einem sehr großen Temperaturintervall zwischen 1300 °C und 2800 °C nur geringfügig mit Ausnahme von Gleichung 5-5. Die Reaktionsenthalpie für das Frischen mit CO₂ reduziert sich von +40 kJ bei 1300 °C auf +30 kJ bei 2600 °C. Die gezeigten Reaktionsenthalpien wurden mit FactSage 7.3 berechnet.





Die Gleichungen 5-6 bis 5-9 zeigen die Eisenreaktionen im Brennfleck. Die Reaktionsenthalpie für die Eisenoxidation nach Gleichung 5-6 ist sehr ähnlich jener für die Kohlenstoffoxidation nach Gleichung 5-4. Unter alleiniger Berücksichtigung dieser zwei Reaktionen wäre keine Änderung der Brennflecktemperatur während des Frischens zu erwarten.



5.3.2 Temperatur und Wärmeströme im Brennfleck

Die Brennflecktemperatur ist deutlich höher als die Badtemperatur (1300 – 1600 °C) und kann maximal den Siedepunkt des Eisens (2860 °C) erreichen.

Gleichgewichtsberechnungen mit Factsage7.3 (FSstel) zeigen, dass ab 2600 °C signifikante Eisendampfpartialdrücke (ca. 0,25 bar) in der Gasgrenzschicht existieren. Lee und Kolbeinsen vermuten die Brennflecktemperaturen zwischen 2000 – 2400 °C [28].

Koch et al. [29] bestimmten die Brennflecktemperatur in einen 50 kg Versuchskonverter zwischen 1800 – 2300 °C.

5.3.3 Fluidbewegungen der Brennfleckumgebung

Kleppe und Oeters [30] berechneten den Einfluss des Gasstrahls auf die Roheisenbewegung in eleganter Weise. Mithilfe der Grenzschichttheorie von Prandtl und Betz [31] wurde die flüssigkeitsseitige Roheisengeschwindigkeit außerhalb der Grenzschicht über eine Scherkraftbilanz abgeleitet. Ab einer gewissen Wechselwirkungsstärke des Gasstrahles mit der Flüssigkeit ist die Kavität oder Eindellung nicht mehr stabil [14]. Die auftretenden Phänomene wurden mit Hilfe von Wassermodellen untersucht [26, 33, 34].

5.3.4 Geometrie des Brennflecks

Die Oberfläche des flüssigen Roheisens wird durch die vom Gasstrahl ausgeübte Kraft eingedellt. Die Form der Eindellung gleicht in erster Näherung einem elliptischen Paraboloid [14]. Die Geometrie der Eindellung ist unter bestimmten Blasbedingungen weder form- noch lagestabil. Die physikalischen Phänomene beim Aufprall eines Gasstrahls auf eine Flüssigkeit sowie deren Interaktionen sollen am Beispiel einer angeströmten Küchenwaage erläutert werden. Die in Abbildung 5-2 gezeigten Zustände unterscheiden sich durch den variierenden Lanzenabstand zur Waage und dem Abströmungswinkel an der Waage. Der Impulsstrom \dot{I} der Gasströmung vor und nach Waagenplattforminteraktion ist eingezeichnet und sein Betrag ist für alle gezeigten Zustände gleich. In Abbildung 5-2 a) trifft der Gasstrahl vertikal auf die Oberfläche und wird im Winkel von 45° von der Waagenplattform abgeleitet. In Abbildung 5-2 b) – c) trifft der Gasstrahl vertikal auf die Oberfläche der Waagenplattform und wird horizontal abgeleitet. Diese beiden Zustände unterscheiden sich nur durch unterschiedliche Lanzenhöhen. Ein Kilogramm ist ein willkürlich gewählter Wert. Die relativen Massen der Beispiele verdeutlichen die Wirkungen.

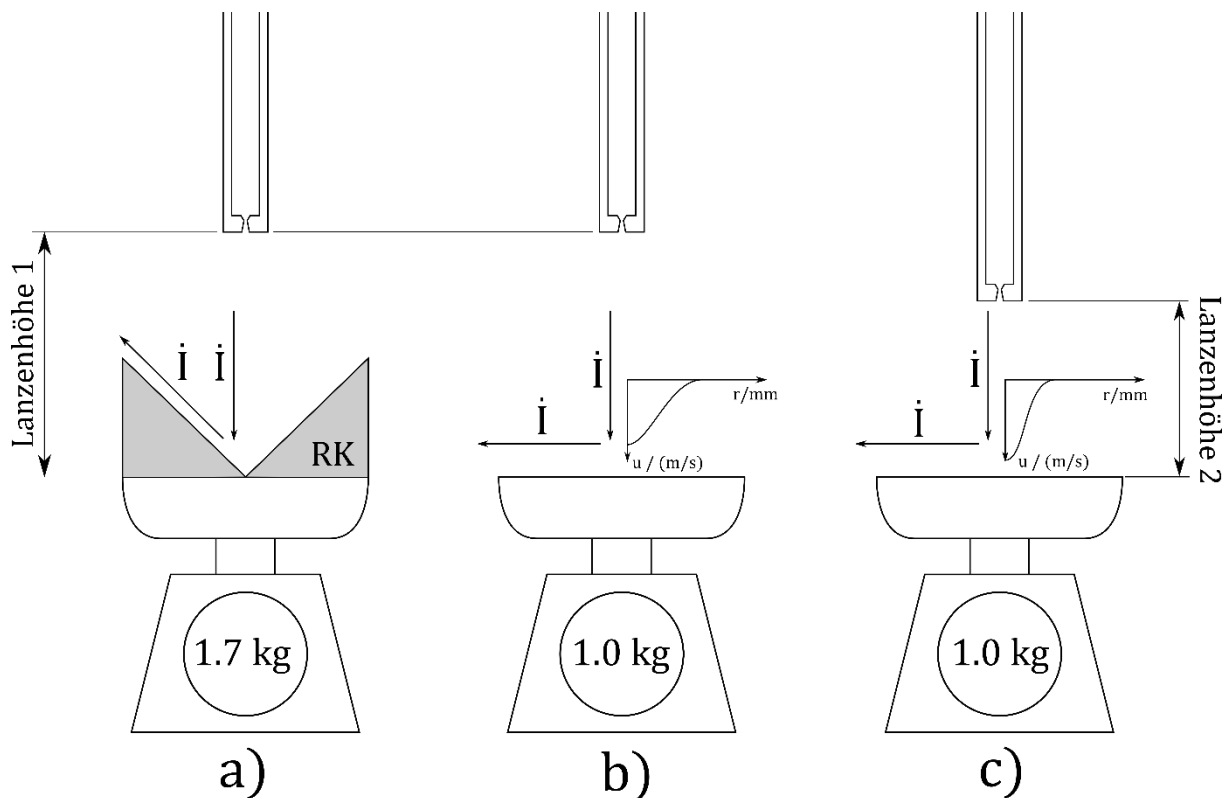


Abbildung 5-2: Gasstrahl übt Kraft auf eine Küchenwaage aus. Beispielhafte Gasstrahlinteraktion mit einer festen Oberfläche a) Lanzenhöhe 1, Rotationskörper (RK) auf Waagenplattform lenkt Gasströmung 45° zur horizontalen ab und führt dadurch zu erhöhter Kraft auf die Waage b) Lanzenhöhe 1, Gasstrahl wird horizontal abgelenkt c) Lanzenhöhe 2, Gasstrahl wird horizontal abgelenkt.

Ein Vergleich von Abbildung 5-2 b) mit Abbildung 5-2 c) zeigt, dass aufgrund der Impulserhaltung trotz veränderter Lanzenhöhe dieselbe Kraft auf die Oberfläche wirkt. In Abbildung 5-2 b) und Abbildung 5-2 c) strömt der Gasstrahl auf die Oberfläche und wird perfekt horizontal abgeleitet. In Abbildung 5-2 b) ist die Axialgeschwindigkeit nahe dem Aufprall aufgrund des höheren Lanzenabstandes etwas geringer als in Abbildung 5-2 c), dafür wurde bereits Gas aus der Umgebung in den Strahl eingetragen; als Folge dessen vergrößert sich die stromabwärts transportierte Gasmasse. Ein Vergleich von Abbildung 5-2 a) mit Abbildung 5-2 b) und Abbildung 5-2 c) zeigt, dass der Vektor des austretenden Gasstrahls durch den Rotationskörper (RK) einen Winkel von 45° zur Horizontale einnimmt. Der Impulsstrom der Gasströmung ist in allen drei Teilbildern $1\text{kg } g \approx 10\text{N}$. Da in diesem idealisierten Beispiel die Strömung in Abbildung 5-2 b) und Abbildung 5-1 c) perfekt horizontal weggeleitet wird und der Impulsstrom vom Düsenabstand unabhängig ist, resultiert aus der vertikalen Impulsstrombilanz und der Forderung nach statischem Gleichgewicht eine notwendige Resultierende von 10 N auf die Waage. Eine Erhöhung der Waagenanzeige in Abbildung 5-2 a) von $1,0\text{ kg}$ auf $1,7\text{ kg}$ ergibt sich durch die zusätzliche vertikale Impulsübertragung. Die zusätzliche vertikale Impulsstromkomponente des Gasstrahls nach der Waagenplattforminteraktion ist $\frac{10\text{N}}{\sqrt{2}} \approx 7\text{N}$.

Bei niedriger Lanzenhöhe ist eine steilere und tiefere Eindellung der Oberfläche (Kavität) zu erwarten. Da der Gasstrahl entlang der Eindellung abgeleitet wird, hat der Vektor des Impulsstromes des Gasstrahls nach dem Eindellungsende einen größeren Anstellwinkel zur Horizontalen. Der Impulstransfer an die Roheisengrenzfläche wird erhöht. Dieser führt wiederum zu einer stärkeren Eindellung. Im Grenzfall würde die doppelte Kraft verglichen mit der horizontalen Gasableitung übertragen werden. Dies ist ein praktisch nicht realisierbarer Fall. Der ausgehende Gasstrahl wäre der eintretenden Strömung direkt entgegengesetzt. Nahe diesem Grenzfall müssen instabile Verhältnisse der Eindellungsgeometrie vorliegen. Die Instabilität der Kavität wirkt auf die Größenverteilung der ausgeworfenen Fluidmassen.

5.3.5 Metallmassenauswurf am Brennfleck

Durch den Aufprall des Sauerstoffstrahles auf die Roheisenoberfläche wird laufend Roheisen in die Schlacke versprüht. Zur Abschätzung der Massenauswurfsrate wird üblicherweise die Leistung oder der Impulsstrom des Gasstrahles zum Massenfluss des ausgeworfenen Metalls korreliert [35, 36]. Viele in der Literatur präsentierten Korrelationen wurden von Kaltmodellen mit Wasser als Fluid abgeleitet. Ein Vergleich der Massenauswurfsraten für einen 200 t Konverter wurde in Artikel 3 präsentiert. Der Einfluss der suspendierten Metallmasse in der Emulsion auf den Abstand Düse-Metallbad wurde dabei nicht

berücksichtigt. Die prägendste Arbeit auf dem Gebiet der Massenauswurfsrate stammt von Block et al. [35]. Sie definierten eine Größe, welche den Beginn des Flüssigkeitsversprühens vorhersagt. Die Definition der Blaszahl B wird in Gleichung 5-10 veranschaulicht, wobei \dot{V} dem Gasvolumenstrom, d_0 dem Düsendurchmesser, n der Eindellungstiefe und h der Lanzenhöhe entspricht.

$$B = \frac{\dot{V}}{d_0 (n + h)} \quad (5-10)$$

Ab einer kritischen Blaszahl B_K beginnt das Gas-Flüssig-System Flüssigkeit in den Gasraum zu versprühen. Die kritische Blaszahl beträgt für Eisen $5,56 \frac{m}{s}$. Die Blaszahl ist der Freistrahlggeschwindigkeit am Kavitätsgrund proportional. Ein Vergleich von Gleichung 5-10 mit Gleichung 5-1 und unter Reduzierung von $(n + h)$ zu x resultiert in der Blaszahl, ausgedrückt als Geschwindigkeit an der Kavität (Gleichung 5-11).

$$B = \frac{\dot{V}}{d_0 (n + h)} = \frac{u_{0m} A}{d_0 (n + h)} = \frac{\pi u_{0m} d_0}{4 (n + h)} = \frac{\pi}{4 K} u_m \quad (5-11)$$

Die kritische Blaszahl B_K ist für beliebige Gas-Flüssig-Systeme als Funktion der Oberflächenspannung σ in Gleichung 5-12 [35] angegeben.

$$B_K = 0,0846 \frac{m^3}{h \text{ cm}^2} \left(\frac{\sigma}{\text{dyn/cm}} \right)^{0,432} = 4,646 \frac{m}{s} \left(\frac{\sigma}{N/m} \right)^{0,432} \quad (5-12)$$

Eine mittlere Freistahlzentrumsgeschwindigkeitsabschwächungskonstante K von 7,4 [14] erlaubt die Berechnung eines Kriteriums für den Beginn der Flüssigkeitsversprühung in Abhängigkeit der Freistrahlggeschwindigkeit an der Kavität, siehe Gleichung 5-13. Die kritische Geschwindigkeit für das Gas-Roheisensystem an der Kavität beträgt 52 m/s. Dazu wird die Oberflächenspannung von Roheisen ($\sigma \approx 1,5 \frac{N}{m}$) in Gleichung 5-13 eingesetzt und u_m zu $52 \frac{m}{s}$ bestimmt. Ab dieser Gasgeschwindigkeit ist mit Roheisenauswurf zu rechnen. In der kritischen Blaszahl B_K steckt eine Größe, welche als kritische Gasgeschwindigkeit an der Kavität interpretiert werden kann.

$$\frac{\pi}{4 K} \frac{u_m}{4,646 \sigma^{0,432}} \approx \frac{u_m}{44 \sigma^{0,432}} > 1 \quad (5-13)$$

Ein von He und Standish [37] eingeführtes Maß für den Versprühungsbeginn ist proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit (Gleichung 5-14) und wurde später als „blowing number“-

N_B tituliert. Die Gasgeschwindigkeit u_T verläuft dabei tangential zur Flüssigkeitsoberfläche. Dieses Maß wurde von Li und Harris [38] als Kriterium für die Kelvin-Helmholz-Instabilität identifiziert. Diese bezeichnet das Fortschreiten infinitesimal kleiner Störungen an der Grenzfläche zweier parallel zur Grenzfläche bewegter Fluide. Die Fluide müssen dichtebeständig und deren Strömungen rotationsfrei sein. Die Viskosität wird in diesem Modell vernachlässigt [39].

$$N_B = \frac{\rho_g u_T^2}{2 \sqrt{\sigma \rho_l g}} > 1 \quad (5-14)$$

Die tangentielle Gasgeschwindigkeit u_T ist das Produkt aus der Konstanten η_{fp} mit der Freistrah axialgeschwindigkeit, siehe Gleichung 5-15 [25]. Weitere Einflussgrößen in Gleichung 5-14 sind die Gasdichte ρ_g , die Flüssigkeitsdichte ρ_l und die Erdbeschleunigung g . Für die tangentielle Gasgeschwindigkeit gilt:

$$u_T = \eta_{fp} u_m \quad (5-15)$$

Unter Einbeziehung von Gleichung 5-15 und $\rho_g = 1,4 \frac{kg}{m^3}$ vereinfacht sich Gleichung 5-14 zu Gleichung 5-16.

$$\frac{u_m^2}{22 \sqrt{\sigma \rho_l}} > 1 \quad (5-16)$$

Die von Block et al. im Jahre 1973 [35] als Maß für den Beginn des Versprühens von Flüssigkeit verwendete kritische Blaszahl B_K ist proportional zur axialen Freistrahlggeschwindigkeit am Kavitätsgrund und proportional zu $\sigma^{-0,432}$. Das von He und Standish [37] im Jahre 1990 herangezogene Maß wurde von Subagyo und Coley im Jahre 2003 [40] als „blowing number“ N_B betitelt und ist in Gleichung 5-14 gezeigt. Li und Harris [38] erklärten den Beginn des Versprühens mit dem Eintritt in die Region der Kelvin-Helmholz-Instabilität. In den präsentierten Ergebnissen des experimentellen Teils finden sich keine weiteren Erläuterungen hierzu. Die Untermauerung der Signifikanz dieses Maßes durch Experimente von He und Standish [37] basiert auf lediglich zwei unterschiedlichen Fluiden. Die Methode und Zielgröße unterschieden sich dabei je nach der im Versuch verwendeten Fluide. Beim Gas-Wasser-Versuch wurde mittels einer Lanze auf ein Wasserbad (kommunizierendes Gefäß) geblasen, wodurch eine gewisse Menge an Wasser abhängig von den Blasbedingungen versprüht wurde. Der Badspiegel wurde mittels kommunizierender Gefäße annähernd konstant gehalten. Die versprühte Wassermenge

wurde durch die Massenveränderung des Vorratsbehälters gemessen. Der Versuch wurde ohne weitere auf dem Wasser schwimmende Flüssigphase durchgeführt. Beim Gas-Quecksilber-Versuch wurde Quecksilber durch Aufblasen von Stickstoff eine unbekannte Zeit lang in darüber schwimmendes Glycerin emulgiert. Danach wurde mittels eines Schiebers die Emulsion von der Metallphase getrennt und hinsichtlich ihres Quecksilberanteils bewertet. Deo und Boom [41] beziehen sich bei der in Figure 5.9 [41] gezeigten spezifischen Massenauswurfsrate nur auf die Versuchsserie von He und Standish [37] (vergleiche Figure 5.9 [41] mit Figure 11 [37]) und präsentieren keine weiteren unabhängigen Versuchsserien. Rout et al. [25] beziehen sich zur Errechnung der Konstanten η_{fp} auf die Aussage von Deo und Boom [41], dass für $N_B < 5$ der Massenauswurf vernachlässigbar ist. Für $0 < N_B < 9$ ist im gezeigten Graphen jedoch keine Abhängigkeit zur Massenauswurfsrate erkennbar. Eine bessere Grundlage für die Abschätzung der Konstanten η_{fp} liefert die Arbeit von Giralt et al. [42], welche das Geschwindigkeits- und Druckprofil einer senkrecht auf eine Wand auftreffende radialsymmetrische Strömung vermessen haben. Li und Harris [38] schließen aus den Ergebnissen von Giralt et al. [42] auf $\eta_{fp} = 0,45$. Aus der für Gas-Roheisen-Systeme gültigen kritischen Blaszahl von Block berechnet sich $\eta_{fp} = 0,5$.

Das von He und Standish [37], Li und Harris [38], Subagyo und Coley [40] und Rout et al. [25] herangezogene Maß für den Sprühbeginn N_B ist experimentell nicht hinreichend validiert. Die kritische Blaszahl B_K von Block et al. [35] wurde für unterschiedliche Gas-Flüssig-Systeme evaluiert. Sie variierten hinsichtlich ihrer Oberflächenspannung eine Größenordnung. Ein Zusammenhang zwischen dem Versprühmaß und der Dichte und Viskosität der Flüssigkeit sowie der Dichte des Gases ist grundsätzlich möglich. Dieser Einfluss ist jedoch gegenüber der Oberflächenspannung nur untergeordneter Natur [35]. Nach der „blowing number“-Theorie [23] bzw. Gleichung 5-14 wird zwar der Einfluss der Viskosität vernachlässigt, der Einfluss der Flüssigkeitsdichte ist jedoch ebenso stark wie jener der Oberflächenspannung jedoch ist der Exponent der Gasdichte höher als jener der Oberflächenspannung.

Der Massenstrom an Flüssigkeit \dot{M}_G , welcher durch die Gas-Flüssigkeit-Interaktion versprüht wird, ist in Gleichung 5-17 gegeben. K_B hängt von der Art der Flüssigkeit ab und ist unabhängig von der Blaszahl. Die Konstante beträgt für Eisen $2,9 \frac{kg s^2}{m^5}$ und für Wasser $23,3 \frac{kg s^2}{m^5}$ [35].

$$\dot{M}_G = K_B \dot{V} (B - B_K)^2 \quad (5-17)$$

Die Leistung P , welche notwendig ist, um einen gewissen Strömungswiderstand F_w permanent bei einer Anströmungsgeschwindigkeit u_i zu überwinden, ist in Gleichung 5-18 gegeben.

$$P = F_w u = \frac{1}{2} c_w \rho \dot{V} u^2 \quad (5-18)$$

Gleichung 5-18 beschreibt die Anströmung mittels einheitlicher Geschwindigkeit u auf ein Hindernis. In weiter Entfernung vor und nach dem Hindernis besteht die Strömung aus parallelen Strömungsbündeln mit der Geschwindigkeit u_i . Die Strömungsgeschwindigkeit geht mit derselben Potenz in die Gleichung der Massenauswurfrate \dot{M}_G Gleichung 5-17 sowie der Strömungsleistung P Gleichung 5-18 ein. Die in Gleichung 5-18 genannte Strömungsgeschwindigkeit u ist weder die axiale Strömungsgeschwindigkeit des Freistrahls u_m noch die Düsenaustrittsgeschwindigkeit u_{0m} . Die Strömungsleistung P an einem Strömungshindernis ist proportional der Strömungsgeschwindigkeit zur Dritten ($P \propto u^3$). Die Massenauswurfrate \dot{M}_G nach Block et al. [35] $\dot{M}_G \propto u^3$ und jene nach Subagyo und Coley [40] $\dot{M}_G \propto u^{2,6}$ besitzen ähnliche Abhängigkeiten. Rout et al. [25] modifizierten die vorgestellte Auswurfsformel nach Subagyo mit dem Ziel, Temperatureffekte an der Kavität zu berücksichtigen. Der Volumenstrom \dot{V} wurde entsprechend der theoretischen Zustandsänderung für das ideale Gas geändert. In die „blowing number“ N_B wurde eine modellierte Gasdichte eingesetzt. Das Massenauswurfsmodell von Rout et al. [25] benötigen somit ein Freistrahlmmodell, welches ein passendes u_m, ρ_g -Wertepaar liefert. In der Literatur erwähnte Korrelationen der Massenauswurfrate sind in Tabelle 5-I und Tabelle 5-II zusammengestellt. Tabelle 5-I zeigt die Korrelationen für Gas-Flüssig-Düse-Systeme. Die Lanzenhöhe und die Blasbedingungen sind in dieser Zusammenstellung die Variablen. Tabelle 5-II zeigt die allgemeinen Formulierungen.

Tabelle 5-I: Übersicht der Abhängigkeiten präsentierter Massenauswurfraten mit $C_1, C_2 \dots$ als von Modell zu Modell unterschiedliche beliebige Konstanten (siehe Tabelle 5 II)

Autor	Jahr	Gleichung
Block et al. [35]	1973	$\dot{M}_G \propto u_{0m} (C_0 u_m - C_1)^2$
Resch [36]	1976	$\dot{M}_G \propto \log \left(\frac{C_0 u_{0m} - C_1}{h^2} \right)$
Schoop et al. [43]	1978	$\dot{M}_G \propto \log \left(\frac{C_0 u_{0m} - C_1}{h^2} \right)$
Subagyo und Coley [40]	2003	$\dot{M}_G \propto u_{0m} \frac{u_m^{6,4}}{(C_1 + C_2 u_m^{12})^{0,2}}$
Rout et al. [25]	2016	$\dot{M}_G \propto \frac{u_{0m} T_{kav}}{p_{kav}} \frac{(\rho_{kav} u_m^2)^{3,2}}{(C_1 + C_2 (\rho_{kav} u_m^2)^{12})^{0,2}}$

Tabelle 5-II: Übersicht der allgemein formulierten Massenauswurfsraten

Autor	Jahr	Gleichung
Block et al. [35]	1973	$\dot{M}_G = 6,48 \cdot 10^{-6} \dot{V} \left(\frac{\dot{V}}{d_d h} - 333 \right)^2$
Resch [36]	1976	$\dot{M}_G = -372,865 + 55,162 \log \left(\frac{10^4 A_{dc} (0,157 \dot{V} - 9,81)}{h^2} \right)$
Schoop et al. [43]	1978	$\dot{M}_G = -223,067 + 76,632 \log \left(\frac{10^4 A_{dc} (0,155 \dot{V} - 9,81)}{h^2} \right)$
Subagyo und Coley [40]	2003	$\dot{M}_G = \dot{V} \frac{u_m^{6,4}}{\sqrt[5]{4,921 \cdot 10^{77} + 1,173 \cdot 10^{22} u_m^{24}}}$
Rout et al. [25]	2016	$\dot{M}_G = \dot{V} \frac{1 \text{ atm } T_{kav}}{p_{kav} 273K} \frac{(\rho_g u_m^2)^{3,2}}{\sqrt[5]{4,921 \cdot 10^{77} + 1,173 \cdot 10^{22} (\rho_g u_m^2)^{12}}}$

Die Massenauswurfsrate \dot{M}_G in Tonnen pro Minute ist für unterschiedliche Modelle in Tabelle 5-II zusammengetragen, wobei d_d der Düsendurchmesser, A_{dc} die Summe der Düsenaustrittsquerschnittsflächen in m^2 , h die Lanzenhöhe in m, \dot{V} der zugeführte Sauerstofffluss in Nm^3/min , ρ_g die Gasdichte in kg/m^3 , T_{kav} die Temperatur in K und p_{kav} der Druck in atm in der kavitätsnahen Parallelströmung zur Oberfläche ist. Zur Errechnung der vereinfachten Formel der „blowing number“ (siehe Gleichung 5-14) wurde eine Oberflächenspannung von 1,6 N/m, eine Gasdichte von $\rho_g = 1 \text{ kg/m}^3$, eine Flüssigkeitsdichte von $\rho_l = 6900 \text{ kg/m}^3$ und eine Erdbeschleunigung von $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ verwendet.

5.3.6 Größenverteilung der ausgeworfenen Metallmasse am Brennfleck

Die Tropfengrößenverteilung von erstarrten Metalltropfen in Schlackenproben und auf Asbestmatten ohne Schlackenkontakt aufgefangenen Tropfen entspricht in Näherung einer RRS-Verteilung [36, 44]. Korja und Lange [5] haben die ausgeworfene Tropfengrößenverteilung für unterschiedliche Lanzenparameter durch umfassende Untersuchungen im Labor analysiert. Ein physikalisches, aus zwei Teilmodellen bestehendes Modell für die Tropfengrößenverteilung wurde in Artikel 1 präsentiert. Während das eine Modell den größten zu erwartenden Tropfen betrachtet, gibt das andere das relative Massenverhältnis zwischen Tropfen unterschiedlicher Größe an. In Artikel 2 wird der Einfluss der Tropfengrößenverteilung auf das Schaumverhalten diskutiert. Unter gewissen Bedingungen kann die Verringerung des Sauerstoffvolumenstroms, durch Veränderung der Tropfengrößenverteilung zu kleineren Tropfen hin, zu einer Vergrößerung der Schaumhöhe führen. Gewöhnlich führt die Erhöhung der Sauerstoffblasrate zu einer Erhöhung der Eisenverschlackung und somit zu einer Volumenzunahme des Schaumes.

5.3.7 Tropfengrößenverteilungsobergrenze

Durch Gleichsetzen der Gewichtskraft des abzulösenden Tropfens und der Kraft, welche durch die Anströmung auf ein in die Kavität hineinstehendes Flüssigkeitselement wirkt, wurde die Tropfengrößenverteilungsobergrenze r_1 modelliert. Abbildung 5-3 zeigt die Eindellung der Flüssigkeitsoberfläche (Kavität) von oben in hellorange. Vom Rand der Kavität steht ein Flüssigkeitselement in diese hinein (dunkelorange in der Abbildung). Gleichung 5-19 setzt die Gewichtskraft F_g gleich der Strömungswiderstandskraft F_l des in die Kavität hineinstehenden Massenelements. Daraus errechnet sich der Radius des größtmöglichen Tropfens, welcher entstehen kann. Dieser stellt die Obergrenze bzw. das obere Limit der Tropfengrößenverteilung dar – die Tropfengrößenverteilungsobergrenze.

$$F_l = F_g \quad (5-19)$$

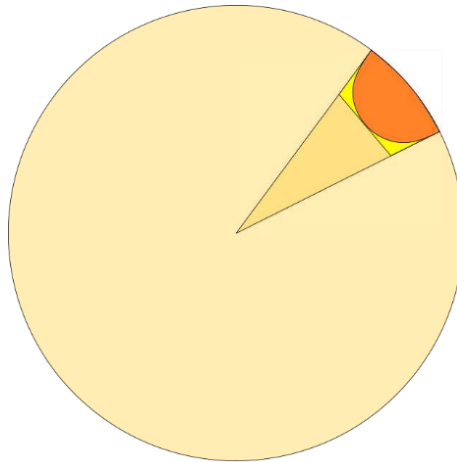


Abbildung 5-3: Kavität von oben (hellorange) und hineinragendes Flüssigkeitselement (dunkelorange) Artikel 1. Der Durchmesser des zukünftigen Tropfens definiert den Anteil der wirksamen Kraft am Tropfen bei der Ablösung.

Artikel 3 zeigt, dass die in Artikel 1 modellierte Tropfenobergrenze zu große Tropfen vorhersagt. Eine Multiplikation der modellierten Obergrenze mit $\frac{1}{4}$ bringt die Ergebnisse in Einklang mit Messungen der Tropfenaufenthaltsdauer nach dem Gold-Isotopen-Verfahren [45]. Aus dem Vergleich von Gleichung 5-19 mit Gleichung 5-20 folgt, dass die Beschleunigung des Tropfens nach der in Artikel 1 präsentierten Methode null ist. Die Tropfenaustrittsgeschwindigkeit ist durch den vertikalen Impuls der Geschwindigkeitsgrenzschicht des Roheisens bestimmbar. Große Tropfen hätten nur geringe Austrittsgeschwindigkeiten, da der Durchmesser der größten modellierten Tropfen wesentlich höher ist als die Impulsgrenzschicht des Roheisens.

$$F_l = F_g + m a \quad (5-20)$$

Die in Gleichung 5-20 gezeigte Beschleunigung wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht modelliert. Ein Energieansatz wurde genutzt, um die Austrittsgeschwindigkeiten abzuschätzen.

5.3.8 Massenverhältnis von Tropfenfraktionen

In Artikel 1 wird die relative Häufigkeit von Tropfen mit unterschiedlichen Durchmessern in der Gesamtpopulation modelliert. Vorbedingung ist die Abschätzung der Kavitätsgeometrie. Am Kavitätsumfang werden unter einfacher Besetzungsdichte kreisförmige Oszillationsbereiche eingeschrieben. Die Tropfenablösung findet im Modell nur an der Kavitätsberandung statt. Je größer der Durchmesser der Kavität, desto mehr potentielle Ablösestellen existieren für zukünftige Tropfen. Die Frequenz eines fluidspezifischen harmonischen Oszillators führt zu relativen Ablösungswahrscheinlichkeiten, welche über die Energieinhalte turbulenter Wirbel gleicher Größenordnung abgeschätzt werden. Es resultiert eine analytische Gleichung, die es ermöglicht, die relativen Massenanteile unterschiedlicher Tropfengrößenfraktionen zu berechnen.

5.4 Tropfenverweilzeit in der Emulsion

Die Begriffe der Verweilzeit t_V oder Aufenthaltszeit t_a (eng. Residence time t_R) werden austauschbar verwendet. Die Verweilzeit der Tropfen ist von ihrem initialen Homogenisierungsgrad abhängig. Kleine Tropfen mit langer Verweilzeit werden homogen in der Schlacke verteilt. Große Tropfen mit signifikanten Relativgeschwindigkeiten zur Schlacke und geringerer Anzahl können nicht als homogen in der Schlacke verteilt angesehen werden. Im Artikel 3 wurde ein Modell präsentiert, welches es erlaubt, die Verweilzeiten von kleinen bis mittelgroßen Tropfen vorherzusagen. Dazu wurde ein charakteristischer metallgrenzflächennaher Wirbel definiert und modelliert. Unter der Annahme einer homogenen Anfangsverteilung der Tropfen wurden die Relativbewegungen der Tropfen zur Schlacke während einer Vierteldrehung des Emulsionswirbels beschrieben. Als den Tropfen relativ zur Schlacke beschleunigende Kräfte wurden die Schwerkraft F_g und die Zentrifugalkraft F_z berücksichtigt. Als bremsende Kräfte wirken die viskositätsbedingte Scherkraft F_η und die Kraft des Schlackenverdrängungswiderstandes F_{CD} . Die Ergebnisse dieser Modellierung zeigten, dass Tropfen mit Durchmesser kleiner als einem Millimeter sehr lange Aufenthaltszeiten haben. Abhängig von der Schlackenviskosität können diese sogar die Dauer der Blaszeit überschreiten. Sehr große Tropfen, d. h. Tropfen mit Durchmessern größer als 100 mm, leisten einen höheren Beitrag zur Gesamtraffination. Die unzureichende

Raffination am großen Tropfen bis zu seinem Rückfall in die Roheisenhauptmasse wird durch den guten Massenaustausch und den großen Massenanteil an der Tropfenpopulation kompensiert. Das Modell aus Artikel 1 hat bereits derart große Tropfen vorhergesagt, welche später durch CFD-Simulationen [24] bekräftigt wurden. Es wurde jedoch davon ausgegangen, dass diese Tropfen nur einen vernachlässigbaren Beitrag zur Gesamtraffination liefern [3]. Aus der begründeten Vermutung, dass diese Tropfen einen wichtigen Raffinationsbeitrag liefern, ergibt sich, dass das Modell aus Artikel 3 nicht die Raffination der gesamten Tropfenpopulation abdeckt. Eine Kombination mit einem „schrägen Wurf“-Modell wäre denkbar, wirft jedoch die Problematik der Bestimmung eines Übergangspunktes der Modelle auf. Offensichtlich ist das Modell in Artikel 3 nicht hinreichend allgemein formuliert, da ansonsten die Phänomene an der gesamten Population abgedeckt wären. In Artikel 3 wurde eine Durchmesserabhängigkeit der Raffinationsrate für große Tropfen publiziert. Eine weitere Modellierungsoption wäre, die im Anhang von Artikel 3 publizierten Abhängigkeiten für große Tropfen anzusetzen und im Übergangsbereich zu interpolieren. Als Größenverteilung sollte die modellierte Verteilung aus Artikel 1 dienen.

Um einer vorschnellen Implementierung des schrägen-Wurf-Modells von Brooks et al. [4] vorzubeugen, werden im Folgenden Verbesserungsvorschläge des veröffentlichten Modells erwähnt. Die von Brooks et al. verwendete vertikale Bewegungsgleichung 5-21 lautet.

$$\rho_d V_d \frac{du_z}{dt} = -g V_d (\rho_d - \rho_s) + \frac{1}{2} A c_w(Re_z) \rho_s u_z^2 - \frac{1}{2} V_d \rho_s \frac{du_z}{dt} \quad (5-21)$$

Die Kraft des Strömungswiderstandes muss immer der Tropfenbewegung entgegenwirken. Dies lösen Brooks et al. [4] durch eine Fallunterscheidung in Gleichung 22 [4] und 23 [4]. Diese kann bei der Implementierung durch Einführung des Quotienten aus Geschwindigkeitsvektor und Betrag der Geschwindigkeit vermieden werden, wie in Gleichung 5-22 gezeigt.

$$\rho_d V_d \frac{du_z}{dt} = -g V_d (\rho_d - \rho_s) + \frac{1}{2} A c_w(Re_z) \rho_s u_z^2 \frac{u_z}{|u_z|} - \frac{1}{2} V_d \rho_s \frac{du_z}{dt} \quad (5-22)$$

In Gleichung 9 und 10 des Artikels [4] wird der Widerstandsbeiwert als Funktion der Reynoldszahl berechnet. Zur Berechnung der Reynoldszahl werden die Geschwindigkeitskomponenten herangezogen. Es werden also fälschlicherweise zwei im Allgemeinen unterschiedliche Reynoldszahlen für einen einzigen Strömungszustand berechnet. Ebenso ist es unmöglich, dass sich der Strömungszustand an einer Kugel durch Drehung des Koordinatensystems ändert.

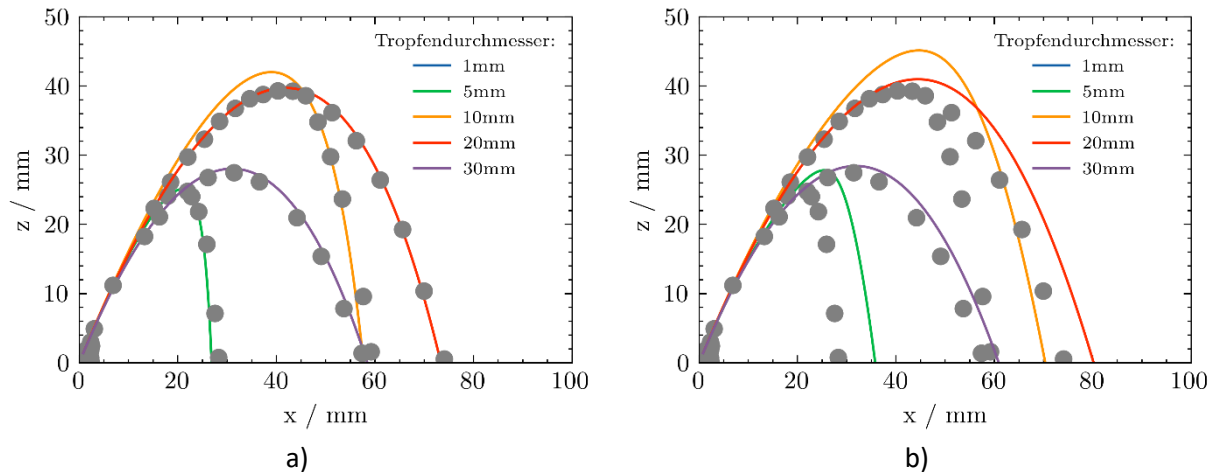


Abbildung 5-4: Flugbahnen durch Schlacke schräger 60° Würfe von Eisentropfen mit unterschiedlichem Durchmesser errechnet mit $\rho_d = 7000 \text{ kg/m}^3$, $\rho_s = 2991,4 \text{ kg/m}^3$, $\eta = 70,9 \text{ mPa s}$ und a) Widerstandsbeiwert als Funktion der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten (unterschiedliche Reynoldszahlen) und b) korrigierter Ansatz: Widerstandsbeiwert als Funktion der Gesamtschwindigkeit (eine Reynoldszahl).

Abbildung 5-4 a) zeigt, dass die Ergebnisse von Brooks et al. [4] (graue Punkte) gut mit der Eigenimplementierung übereinstimmen, wenn der Widerstandsbeiwert einzeln für jede Komponente errechnet wird. Abbildung 5-4 b) zeigt, dass bei korrekter Anwendung und somit bei Errechnung eines einzigen Widerstandsbeiwerts für eine einzige Reynoldszahl die Kugeln aufgrund des geringeren Widerstandsbeiwerts weiter fliegen. Gleichung 5-23 präsentiert die korrekten Zusammenhänge. Die Reynoldszahl muss proportional zum Betrag des Geschwindigkeitsvektors sein, wie Gleichung 5-24 zeigt.

$$\rho_d V_d \frac{du_z}{dt} = -g V_d (\rho_d - \rho_s) + \frac{1}{2} A c_w(Re) \rho_s u_z^2 \frac{u_z}{|u_z|} - \frac{1}{2} V_d \rho_s \frac{du_z}{dt} \quad (5-23)$$

$$Re \sim \sqrt{u_x^2 + u_z^2} \quad (5-24)$$

5.5 Anteil der Schaumentkohlung

In Artikel 3 wurde der Schaumentkohlungswirkungsgrad η_s oder auch Emulsionsentkohlungswirkungsgrad η_{emu} eingeführt. Er bezeichnet den Anteil der Entkohlung durch die Schaumschlacke relativ zur Gesamtentkohlung zu einem bestimmten Blaszeitpunkt. Unter der Annahme, dass das Gas durch Gasblasen, welche gegenüber den Schlackenvolumina klein sind, an zufälligen Positionen in der Emulsion (Positionen, an denen sich Tropfen befinden) freigesetzt wird, findet sich ein Maß zur Abschätzung der Obergrenze des Schaumentkohlungsanteils durch die resultierende Schaumhöhe. Der „Foaming-Index“ Σ (Gleichung 5-25) beschreibt das Verhältnis der durch den Gasinhalt

zusätzlichen Höhe h_f des Schaumes relativ zur Leerrohrgeschwindigkeit V_g^s . Eine grafische Darstellung der relevanten Größen ist in Abbildung 5-5 ersichtlich.

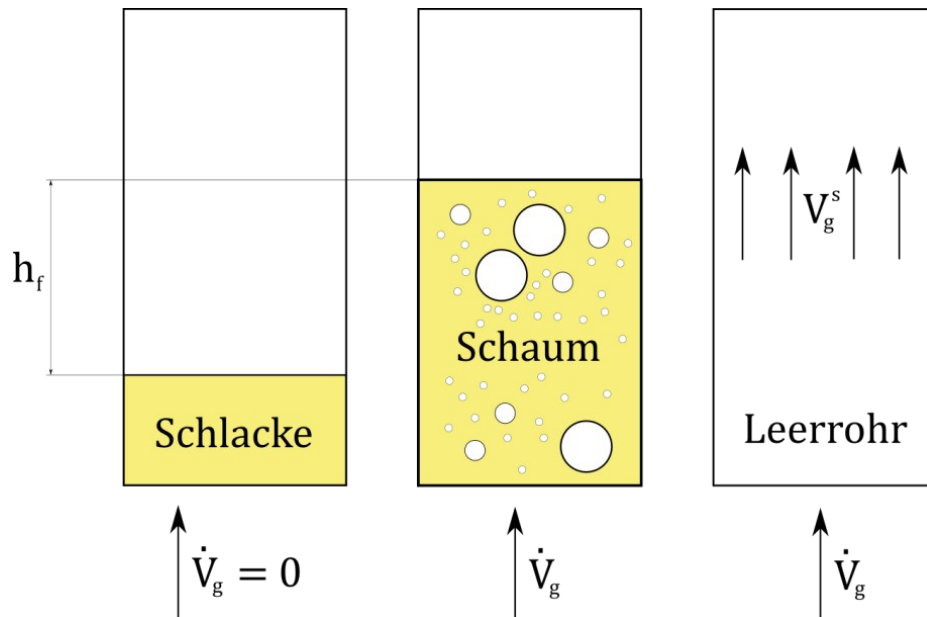


Abbildung 5-5: Visualisierung der Größen, welche in den Foaming-Index eingehen. Drei Tiegel mit unterschiedlichem Schaumfüllstand. Links: Gaslose, d. h. dichte Schlacke – die Leerrohrgeschwindigkeit ist null, Mitte: bei selbiger Schlackenmasse wie links wird der Füllstand um h_f erhöht durch die zusätzliche Permeierung der Schlacke mit dem Volumenstrom \dot{V}_g Gas. Rechts: derselbe Volumenstrom \dot{V}_g führt im leeren Tiegel zur Leerrohrgeschwindigkeit V_g^s .

$$\Sigma = \frac{h_f}{V_g^s} \quad (5-25)$$

Eine Zusammenfassung von Korrelationen ist im Werk von Matsushita et al. [46] nachzulesen. Ein Emulsionsentkohlungswirkungsgrad von eins würde eine Schaumhöhe von mehreren Konverterhöhen nach sich ziehen. Es ist davon auszugehen, dass ein wesentlicher Anteil der Entkohlungsprodukte nicht durch den Schaum permeiert, sondern entlang der Lanze abgeführt wird. Eine der wichtigsten Kennzahlen für die Überlaufvorhersage ist das momentane Sauerstoffrückhaltevermögen des Konverters (Artikel 2). Nach abgeschlossener Entsilizierung ist bei Verringerung des kohlenstoffhaltigen Gasstroms des Tiegelabgases von einer erhöhten Eisenverschlackung auszugehen. Diese führt in weiterer Folge zu einer erhöhten Emulsionsentkohlung. Artikel 2 zeigt, dass in der Industrie getätigte Beobachtungen qualitativ mit den Modellergebnissen übereinstimmen.

5.6 Blähende Tropfen

Das Tropfenaufenthaltszeitmodell, basierend auf dem schrägen Wurf („ballistic motion model“), soll für homogene Metalltropfen („dense droplet“) gültig sein [47]. Es ist unerheblich,

ob ein kleines Kohlenmonoxidvolumen im Tropfen entsteht, solange die makroskopische Tropfenbewegung hinreichend unabhängig von der Schlackenbewegung ist. Das ballistische Modell sollte demnach für große und nicht für gasfreie („dense“) Tropfen Anwendung finden. Der Modellierungsansatz von Dogan et al. [47] bewirkt, dass große Tropfen geringeren Dichteänderungen („bloating“) ausgesetzt sind als kleine Tropfen.

Es wurde beobachtet, dass kohlenstoffhaltige Eisentropfen, welche im Kontakt mit wüstithaltigen Schlacken stehen, gasförmige Entkohlungsprodukte im Tropfen selbst und nicht nur an dessen Oberfläche erzeugen. Dieses Phänomen wurde als Blähen („bloating“ oder auch „swelling“) bezeichnet. Das Blähen eines Eisentropfens wurde mittels röntgenografischer Methoden nachgewiesen. Dazu wurde ein schmelzflüssiger Roheisentropfen aus ca. 10 cm Höhe fallengelassen. Dieser fiel in einem mit Schlacke gefüllten Tiegel. Der Tropfen passierte die Schlackenoberfläche und bewegte sich Richtung Tiegelgrund. Nach einer kurzen Zeitspanne (2 s) stieg er unter verstärkter Entkohlungsreaktion wieder zur Oberfläche auf. Nach einem gewissen Reaktionsfortschritt sank er wiederum zu Boden [17]. Die Autoren [17] vermuten im geschwindigkeitsbestimmenden Schritt der Entkohlungsreaktion die homogene Nukleation von {CO} Gasblasen im Tropfen. Begründet wird dies durch die lineare Korrelation der Entkohlungsrate mit dem Tropfenvolumen (Abbildung 5-6 a)). Die Anzahl der Versuche und die Variation der Tropfenmassen sind jedoch nicht ausreichend, um diese Schlussfolgerung zu bestätigen. Wie in Abbildung 5-6 b) zu sehen ist, korreliert die Entkohlungsrate ebenso mit dem Tropfendurchmesser. Die Oberflächenspannung des Eisens wurde von Chen und Coley [17] mit dem Wert 0,023 multipliziert, um die in den Versuchen festgestellten Entkohlungsraten mittels homogener Keimbildung modellieren zu können. Wie der Arbeit von Jimbo et al. [48] zu entnehmen ist, wird die Oberflächenspannung des Eisens bei Erhöhung der Sauerstoffaktivität von 0 auf 0,1 von ca. $1,9 \frac{J}{m^2}$ auf ca. $1,1 \frac{J}{m^2}$ herabgesetzt. Bei steigender Sauerstoffaktivität sinkt der Einfluss der Sauerstoffaktivität auf die Oberflächenspannung. Eine Herabsetzung der Oberflächenspannung auf $1,1 \frac{J}{m^2}$ ergibt einen Faktor von 0,58 anstatt 0,023. Somit lässt sich eine Verringerung der Oberflächenspannung auf 60 % der Reineisenoberflächenspannung über den Sauerstoffgehalt erklären. Chen und Coley [17] benutzen jedoch nur 2,3 % der Reineisenoberflächenspannung. Bei ähnlich reduzierter Oberflächenspannung wird ein notwendiger Überdruck von ca. 29 000 bar für homogene Keimbildung errechnet [49].

Das Phänomen, dass bereits versunkene kohlenstoffhaltige Eisentropfen wieder zur Schlackenoberfläche aufsteigen, wurde beschrieben, jedoch wurden keine Röntgenaufnahmen publiziert [17].

Die klassische Keimbildungstheorie beschreibt die Gasblasenentstehung in Einkomponentensystemen hinreichend. Bei Mehrkomponentensystemen liegen die vorhergesagten notwendigen Sättigungskonzentrationen um zumindest zwei Größenordnungen höher, als in Experimenten festgestellt wurde. Entgegen der klassischen Keimbildungstheorie wurde eine Abhängigkeit der Keimbildungsfähigkeit von der in der Flüssigkeit gelösten Gasart festgestellt [50].

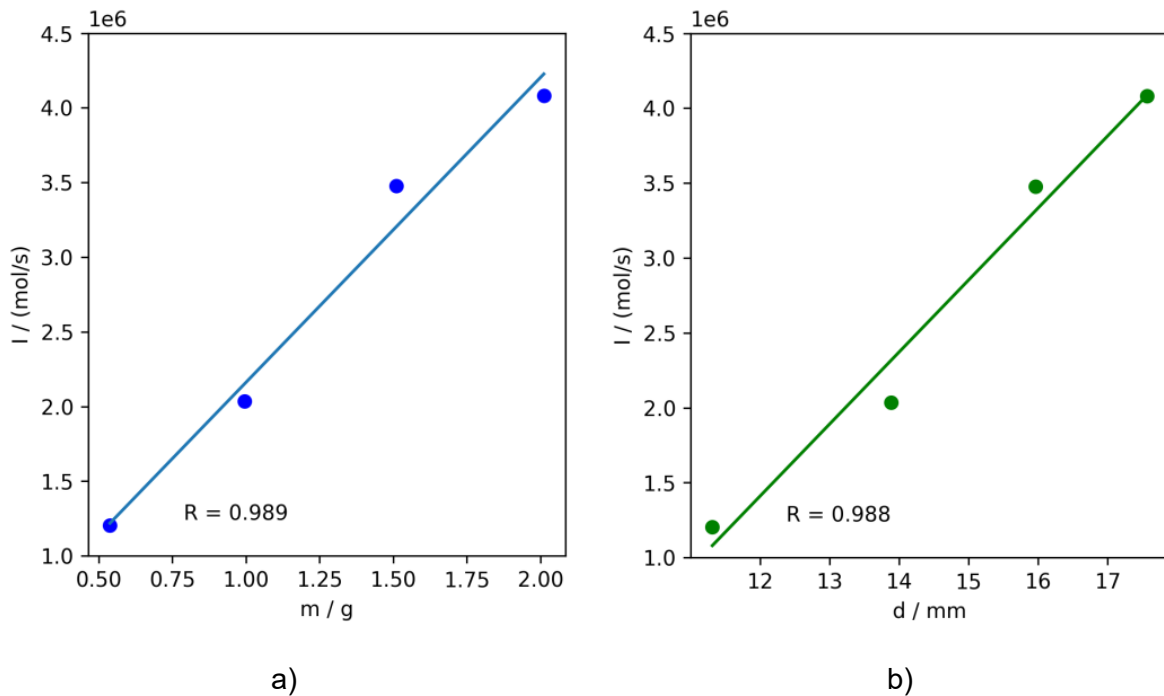


Abbildung 5-6: Stoffstrom der Entkohlung (mol {CO} / s) aufgetragen gegen (a) Tropfenmasse und (b) -durchmesser. Daten von Chen und Coley [17]. Die Güte der Korrelation in a) wird als Beweis der Abhängigkeit der Reaktionsrate nach d^3 herangezogen – Die Güte der Abhängigkeit der Reaktionsrate nach d^1 ist jedoch ähnlich.

Nach dem Ansatz von Dogan und Brooks [47] wird die Dichteveränderung des Tropfens während des Blähens über Gleichung 5-26 beschrieben [47]. ρ_d ist dabei die Dichte des Tropfens bei einer Entkohlgeschwindigkeit von r_c . Die kritische Entkohlgeschwindigkeit, welche den Beginn des Blähens markiert, wird mit r_c^* bezeichnet. Diese Kennzahl ist proportional zum FeO-Gehalt der Schlacke und umgekehrt proportional zum Kohlenstoffgehalt des Tropfens.

$$\rho_d(r_c) = \rho_{d0} * \frac{r_c^*}{r_c} \quad (5-26)$$

Die Reaktionsgeschwindigkeit r_c ist in Gleichung 5-27 gegeben. Diese ist nur in Näherung gültig, da Dichteänderungen während der Reaktion vernachlässigt werden. Der Kohlenstoffgehalt $[C]_{eq}$ würde sich bei Kontakt eines Tropfens begrenzter Größe mit einer Schlacke von unendlicher Ausdehnung einstellen.

$$r_c = -\frac{d[C]}{dt} = k \frac{A}{V} ([C] - [C]_{eq}) \quad (5-27)$$

Gleichung 5-28 zeigt, dass die Dichte des aufgeblähten Tropfens proportional zu dessen Radius R und dem FeO-Gehalt der Schlacke ist, jedoch umgekehrt proportional zum Kohlenstoffgehalt des Tropfens.

$$\rho_d \propto \frac{R \text{ wt}\%(FeO)}{\text{wt}\%[C]} \quad (5-28)$$

Je größer der Tropfen, desto geringer ist sein Dichteverlust durch das Aufblähen. Je kleiner der Tropfen, desto intensiver wirken der Dichteverlust und somit die interne Keimbildung.

$$\frac{d}{d_0} \propto \sqrt[3]{\frac{\rho_0}{\rho}} \quad (5-29)$$

Mit dem Durchmesser der Tropfen bleibt der FeO-Gehalt der Schlacke unverändert. Für kürzlich in die Schlacke entlassene Tropfen gilt in Näherung Gleichung 5-30.

$$\frac{d}{d_0} \propto \sqrt[3]{\frac{\rho_0}{d}} \quad (5-30)$$

6 Modelle zur Aufenthaltsdauer bei der Tropfenraffination

Die stationäre Raffinationsrate stellt nach Gleichung 6-1 (Artikel 3, Gleichung 18) ein Produkt aus drei Termen dar. Der Raffinationsbeitrag kleiner Tropfen wird aufgrund der stationären Annahme übergewichtet. Sie ist für einen differentiellen Radiusbereich dr einer Tropfengrößenverteilung gegeben als:

$$\frac{dm_{[P]}}{dt} = m_{ej} \int_{R_0}^{R_1} \frac{dw_{ej}(R)}{dR} (c_0 - c(R, t_R(R))) \frac{1}{t_R(R)} dR \quad (6-1)$$

Hierbei werden die drei Produktbezeichnungen in Gleichung 6-1 im Folgenden als Δw_{ej} , Δc und $1/t_R$ abgekürzt. Zum Zweck einer numerischen Lösung wird die ausgeworfene Tropfenpopulation in n -Segmente unterteilt. Nach der Diskretisierung nach dem Tropfenradius wird $\frac{dw_{ej}(R)}{dR}$ als Δw_{ej} und $(c_0 - c(R, t_R(R)))$ als Δc bezeichnet. Abbildung 6-1 zeigt, dass die zeitliche Änderungsrate der Konzentration c_0 einer Komponente im Rohstahl gleich der Summe aller Einzelbeiträge der Tropfensegmente ist. Ein Einzelbeitrag einer Tropfenfraktion setzt sich aus dem relativen Massenanteil an der Population Δw_{ej} , der Massenauswurftrate \dot{m}_{ej} , der Konzentrationsdifferenz zwischen Auswurfkonzentration c_0 und Tropfenrückfallkonzentration $c(t_R)$ und der Aufenthaltszeit dieser Tropfenpopulationfraktion in der Schaumslagge t_R zusammen. Die Aufenthaltszeit fließt nicht nur direkt in die Makrokinetik, sondern auch in die Mikrokinetik ein. Die Massenauswurftrate und der relative Massenanteil an der Tropfenpopulation hängen beide von Blasparametern ab, können jedoch unabhängig voneinander berechnet werden. Die Tropfenverweilzeit hängt über die Schaumpermeierung indirekt von Blasparametern, jedoch auch von Schlackenparametern, wie im Besonderen der Schlackenviskosität, ab. Das Mikrokinetikmodell kann je nach Tropfengröße und Strömungszustand am Tropfen variieren.

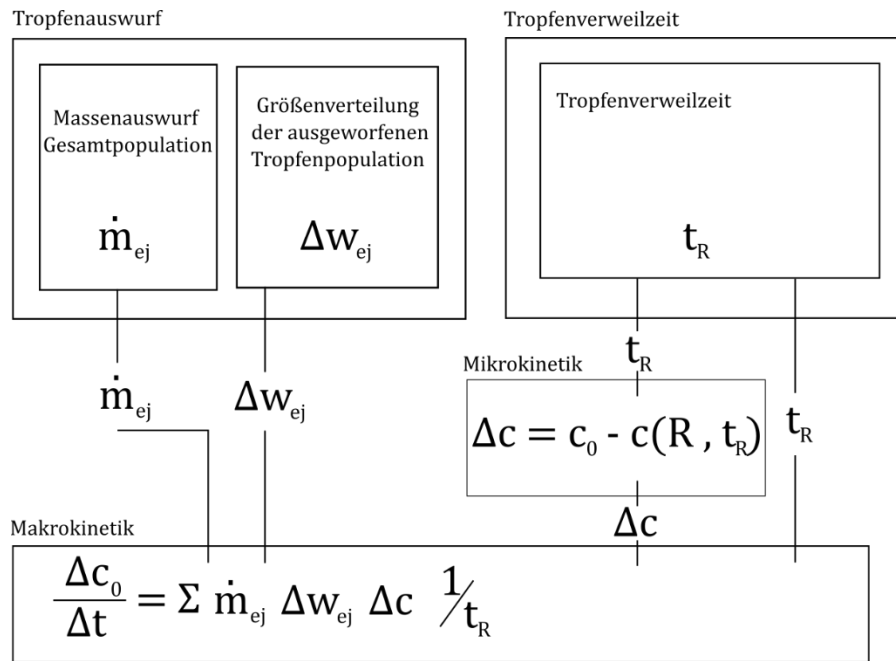


Abbildung 6-1: Übersichtsschaubild der Modellzusammenhänge.

Abbildung 6-2 zeigt die Durchmesserabhängigkeit der Raffinationsrate für einen bestimmten Blaszustand und somit einer bestimmten Tropfenverteilung. Es ist zu erkennen, dass vom kleinsten Tropfen an, bis zu einem Durchmesser von etwa 2,5 mm, der Δc -Produktteil null ist. Alle Tropfen sind vollraffiniert. Die Durchmesserabhängigkeit der Raffinationsrate (rote Summenkurve) ist abschnittsweise parallel zur Inversen der Aufenthaltszeit. Der Einfluss der Größenverteilung ist untergeordneter Natur. Für Tropfen zwischen 2,5 und 6 mm im Durchmesser ist die Änderung der Durchmesserabhängigkeit durch die Änderung des stofflichen Gehaltes im Tropfen (Δc) determiniert. Die Aufenthaltsdauern sind erstmal zu kurz, um gleichgewichtsnahen Zustände zu erreichen. Entgegen dem Erwarteten werden bei noch größeren Tropfen die spezifischen Raffinationsraten zunehmend unabhängig von einer weiteren Vergrößerung oder Verkleinerung der Tropfen. Es könnte angenommen werden, dass ähnlich der unteren Raffinationsgrenze für kleine Tropfen ebenso eine obere Raffinationsgrenze für die größten Tropfen existiert. Weiters würde die Vermutung nahe liegen, dass die schwersten ausgeschleuderten Massenfragmente des Roheisens wegen ihrer kurzen Aufenthaltsdauer nur wenig zur gesamten Raffination beitragen. Die Durchmesserabhängigkeit des Δc -Terms, zu großen Tropfen hin pendelt sich nahe minus eins ein. Wie im Anhang des Artikels 3 gezeigt, lässt sich unter Verwendung des Massentransfermodells von Calderbanks und Moo-Young [51] die Proportionalität nach dem Tropfendurchmesser zu minus eins errechnen. Die Abhängigkeit von der Verweilzeit ist schwächer und deren Abhängigkeit zum Durchmesser muss noch erörtert werden. Die Durchmesserabhängigkeit von Δw_{ej} ist im gezeigten Graphen die schwächste Abhängigkeit. Die Tropfenverteilung wurde nach dem Modell von Artikel 1 modelliert.

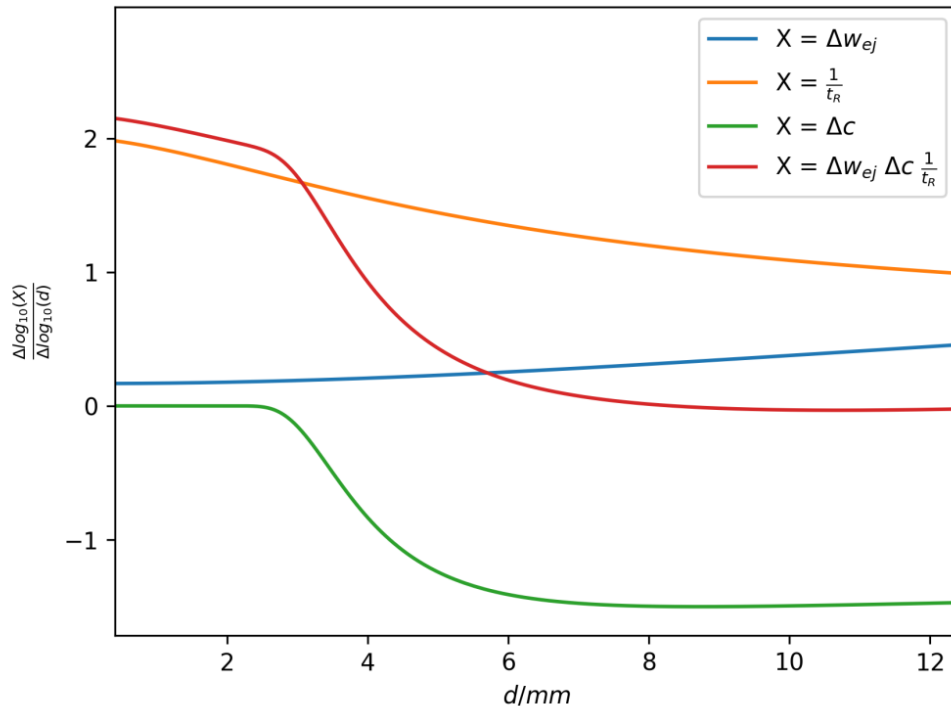


Abbildung 6-2: lokale Durchmesserabhängigkeit bei unterschiedlichen Durchmessern bezüglich Termen der Tropfenraffination – z. B., wenn $\frac{\Delta \log(\Delta c)}{\Delta \log(d)}(3,9 < d < 4,1) \approx -1 \rightarrow \Delta c(3,9 < d < 4,1) \propto d^{-1}$.

Die rote Linie spiegelt die Gesamtraffinationsrate wider und die weiteren drei Linien (gelb, blau und grün) repräsentieren jeweils einen Produktterm. Für den Bereich $\epsilon - d < d < \epsilon + d$ wobei ϵ eine kleine Zahl ist, lässt sich die Raffinationsrate in Gleichung 6-1 näherungsweise als Potenzfunktion $\frac{dm_{[P]}}{dt} = K d^X$ darstellen, wobei K eine Konstante ist und X an der Ordinate in Abbildung 6-2 abgelesen werden kann. Wird die rote Linie in Abbildung 6-2 gleich null, ist somit in der Umgebung nahe diesem Durchmesser die Raffinationsrate durchmesserunabhängig. Für Tropfen nahe der Tropfengrößenverteilungsobergrenze ist der Viskositätseinfluss von untergeordneter Bedeutung. Der Tropfen fliegt durch die Schlacke und wird im Wesentlichen nur durch den Schlackenströmungswiderstand („drag force“) gebremst. Bei einheitlicher Flugbahn ergibt sich für alle Tropfengrößen eine Durchmesserabhängigkeit der Verweilzeit von $d^{-\frac{1}{2}}$ (Artikel 3 Anhang). Abbildung 6-2 zeigt, dass sich zwar die Durchmesserabhängigkeit von $1/t_R$ diesem Wert nähert, jedoch im gezeigten Abschnitt der Tropfenpopulation nicht erreicht.

Subagyo und Brooks [52] berücksichtigen bei der Vorhersage der Sinkgeschwindigkeit und der Verweilzeit den Anteil an Metall und Gas in der Emulsion. Seine Ergebnisse zeigen, dass die Sinkgeschwindigkeit mit größer werdender Metallfraktion in der Emulsion kleiner wird. Es

wäre jedoch zu erwarten, dass sich Tropfen vereinen, die Sinkgeschwindigkeit der vereinten Massen steigt und somit die Verweilzeit sinkt.

In Artikel 3 des präsentierten Modells fließt die Gasfraktion in die Beschreibung der volumetrischen Ausdehnung des Schaumes mit ein und beeinflusst so die Schaumbewegung und Relativbewegung des Tropfens.

Abbildung 6-3 zeigt die emulgierte Metallmasse in der Schlacke für einen Blasfortschritt von ungefähr 50 %. Es ist unklar, ob die im IMPHOS-Bericht [53] genannten Metallanteile der Proben sedimentiertes Metall mit einschließen oder ob lediglich emulgiertes Metall in die Rechnung mit aufgenommen wurde. Bei Kenntnis der sedimentierten Eisenmassen würden sich die in Abbildung 6-3 gezeigten Punkte deutlich zu niedrigeren Werten ändern, weil ein wesentlicher Massenanteil größeren Tropfen zufallen würde. Abbildung 6-3 zeigt deutlich, dass sich kleine Tropfen stark in der Emulsion anreichern. Die ausgeworfene Tropfengrößenverteilung ohne größere Tropfen emulgiert einen höheren Anteil der Gesamteisenmasse.

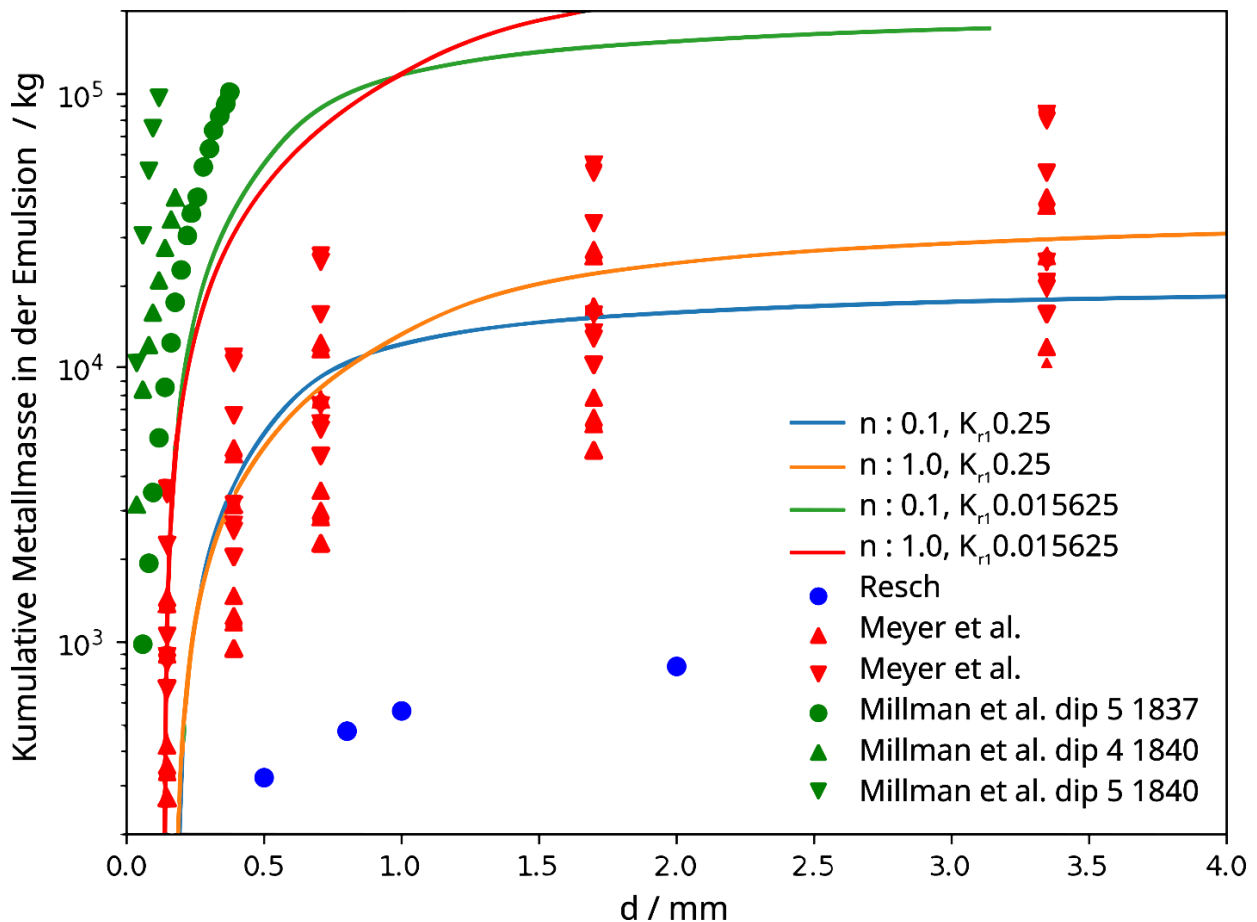


Abbildung 6-3: Kumulative Metallmasse in der Emulsion für einen 200 t Konverter bei 50 % Blaszeit – Modellrechnungen nach Artikel 1 und Artikel 2 (durchgezogene Linien) verglichen mit Messwerten von Resch [36], Meyer et al. [54] und Millman et al. [53].

7 Besonders zu hervorhebende experimentelle Versuchsserien

Wegweisende Versuche zur Ergründung der Emulsionsmechanismen wurden von Resch [36] und Schürmann et al. [55] angestellt. Dabei wurden Prozessparameter systematisch experimentell bestimmt und anschließend nachgerechnet. Beprobte wurde ein industrieller LD-AC-Konverter (Feinkalkeinblasung durch die Lanze), welcher mit hochphosphorhaltigem Roheisen (ca. 1,5 wt %) betrieben wurde. Weitere wichtige experimentelle Arbeiten sind in Tabelle 7-I gezeigt.

Tabelle 7-I: Emulsionsbeprobungen bei Industrie- oder Versuchskonvertern.

Erscheinungsjahr	Autoren	Probennahme	Masse	Auslegungsmasse
1976	Resch [36]	Lanze rausfahren & Konverter kippen 25 s	>> 1 kg	200 t
1976	Nierhoff [44]	Über Konvertermund ausgeschleudert	gewöhnlich < 0,5 kg	200 t
2011	Millam et al. [53]	Über Bechersystem eingefangen	< 1 kg	6 t
1968	Meyer et al. [54]	Über Abstichloch ausgeschleudert	< 1 kg	200 t

Die Methodik der Beprobung der in Tabelle 7-I genannten Experimente ist fundamental unterschiedlich. Während Meyer et al. [54] die Auswürfe durch das Abstichloch analysierten, untersuchte Nierhoff [44] die Auswürfe über den Konvertermund und Resch [36], entfernte zuerst die Lanze aus dem Konverter, kippte den Konverter und entnahm anschließend eine Probe (ca. 20 – 30 Sekunden). Demnach erzielte Resch repräsentative Proben für eine teilweise sedimentierte LD-Schlacke, wohingegen Meyer und Nierhoff nicht repräsentative Proben abgeschreckter Emulsionen entnahmen. Meyer und Nierhoff gehen davon aus, dass ein Emulsionsvolumenelement, welches im Verhalten nicht repräsentativ für die Emulsion ist

(die restliche Emulsion wird nicht ausgeworfen), dennoch in seiner Chemie und der Beschaffenheit seiner dispergierten Teilchen repräsentativ für die Emulsion ist. Die analysierten Probenmassen sind sehr gering. Die von Meyer analysierten Probenmassen sind in seiner Arbeit tabellarisch aufgelistet.

In den Berechnungen von Resch wird der emulgierte Metallanteil unterschätzt. Die Werte dienen als sichere Untergrenze. Die angewendete Methodik ist valide und der Probenumfang groß. Es wurden sogar unterschiedliche Aufbereitungsmethoden angewendet, um deren Einfluss auf die Tropfengrößenverteilung ausschließen zu können. Die Verweilzeit t_R der Metallmasse in der Schlacke wird nach Resch [36] über den Quotienten von statisch emulgierter Metallmasse und Massenauswurfsrate berechnet.

$$t_R = \frac{M_G}{\dot{M}_G} \quad (7-1)$$

Die nach der Methode von Resch [36] gefundene statisch emulgierte Masse $0,5 t < M_G < 3,5 t$ ist sicher kleiner als die während des Prozesses emulgierte Masse. Für die Massenauswurfsrate \dot{M}_G existieren einige Formalismen, welche im Artikel 3 gegenübergestellt wurden. Deren Bewertung gestaltet sich als äußerst schwierig. Die präsentierten Formalismen weichen erheblich voneinander ab, sodass auch jede Größe, welche die Massenauswurfsrate beinhaltet, mit äußerster Vorsicht zu betrachten ist.

8 Modellbildung der Brennfleckgeometrie

Die Kavitätsgeometrie bzw. Form der Eindellung wird über die Impulsstromerhaltung modelliert. Das radiale Profil der Eintrittsgeschwindigkeit $u(r)$ wird mithilfe der Freistrahtheorie modelliert und folgt einer Gaußfunktion. Die Austrittsgeschwindigkeit u_a wird als konstant angenommen. Am Punkt betragsmäßig gleicher vertikaler Geschwindigkeit liegt der Umkehrpunkt r_u zwischen Ein- und Austrittsströmung. Das Modellschema ist in Abbildung 8-1 gezeigt. Es existieren für gewöhnlich mehrere Gleichgewichtslösungen (siehe Fehlerplot in Abbildung 8-2). Nach Festlegung eines Schemas zur realitätsgetreuen Fehlerminimumwahl ergibt sich eine Lösung und die errechnete Geometrie kann mit Messwerten verglichen werden (Abbildung 8-3).

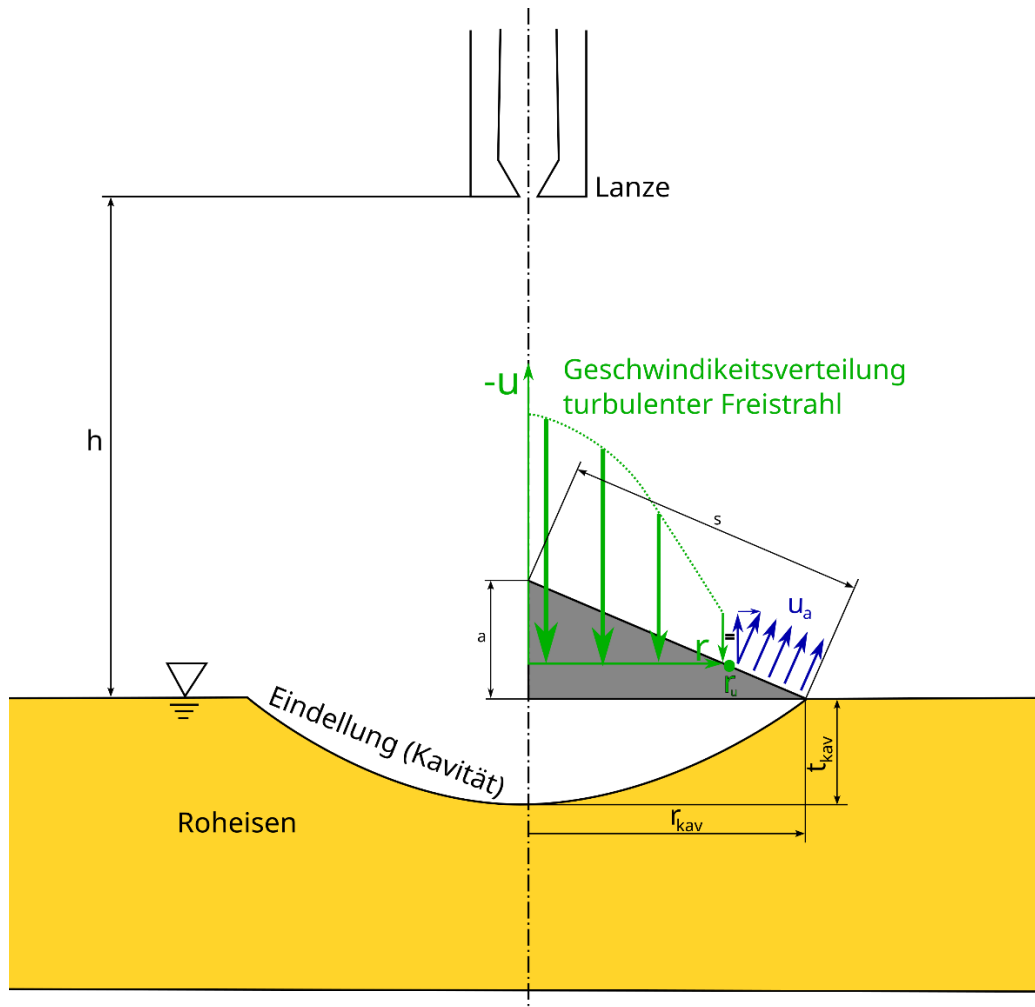


Abbildung 8-1: Schema der Brennfleckgeometriemodellierung. Gasstrahl tritt aus der Lanzenöffnung aus – breitet sich aus und tritt auf die Roheisenoberfläche. Das Geschwindigkeitsprofil des Gasstrahls an der Kavität mit Radius r_{kav} und Tiefe t_{kav} wird durch den turbulenten Freistrahls modelliert. Ein Teil der Freistrahlsströmung tritt in das Kontrollvolumen der Kavität ein und am Ende der Kavität wieder aus. Die Austrittsgeschwindigkeit u_a ist konstant. Der Punkt zwischen eintretender und austretender Strömung r_u wird berechnet.

Die axiale Abnahme der Gasstrahlgeschwindigkeit innerhalb der Dreiecksstruktur in Abbildung 8-1 kann für alle getesteten Modellparameter vernachlässigt werden. Bei den präsentierten Resultaten in Abbildung 8-2 und Abbildung 8-3 wurde sie berücksichtigt. Bis zur Kavität erhöht sich der Volumenstrom beträchtlich und an der Kavität tritt nur ein Teil des Gesamtstromes in diese ein. Ein Teil des ankommenden Volumenstromes wird nicht in der Kavität umgeleitet, sondern an ihr vorbeigeleitet. Der Umkehrpunkt r_u errechnet sich durch die Forderung nach Volumenstromgleichheit von der in die Kavität ein- und austretenden Strömung, Gleichung 8-2. Das Konstruktionsdreieck bildet als Rotationskörper einen Kegel. Der untere Mantelabschnitt bis r_u ist die durchströmte Fläche der Austrittsströmung und wird mit Gleichung 8-1 berechnet.

$$A_m(r_u) = r_{kav} \pi s - r_u \pi \sqrt{r_u^2 + \left(\frac{s r_u}{r_{kav}}\right)^2} \quad (8-1)$$

$$\dot{V}_{kav} = \int_0^{r_u} 2\pi r u(r) dr = u_a A_m \quad (8-2)$$

$$\Sigma \vec{l} + \vec{F}_{hy} = \vec{0} \Rightarrow \rho_g \frac{\vec{u}_{0m}}{|\vec{u}_{0m}|} \int_0^{r_u} 2\pi u(r)^2 dr - \vec{u}_a u_a \rho_g A_m + \vec{F}_{hy} = \vec{0} \quad (8-3)$$

Für einen definierten Rechenbereich bezüglich des Kavitätswahrscheinlichkeitsradius und der Kavitätstiefe wurde der Fehler in der Impulsstrombilanz berechnet. Dieser muss für ein statisches Gleichgewicht null sein – Gleichung 8-3. Die Wahl der Minima (Stabilitätspunkte) im Rechenbereich wurde systematisch unternommen. Sofern unterhalb der ersten Meridiane ($y=x$) ein Stabilitätsmaximum mit durchgängig physikalisch sinnvoller Umgebung besteht, ist dies vorzuziehen. Wenn ein solches nicht existiert, fällt die Wahl auf die Kavität geringster Tiefe oberhalb der ersten Meridiane. Die durch diese Methode gewählten Kavitäten sind in Abbildung 8-3 dargestellt. Das Modell wurde in python3 programmiert. Die solver von scipy wurden zur Auffindung des Strömungsumschwungpunktes verwendet.

Die Randbedingungen werden wie folgt definiert:

- Der erwartete Kavitätsradius kann nicht kleiner sein als jener Radius, bei welchem die axiale Geschwindigkeitskomponente erstmals die Richtung ändert.
- Die Kavitätstiefe kann nicht über die hydrostatische Tiefe, welche druckäquivalent mit dem Staudruck des Gases ist, hinausreichen.
- Unter Vernachlässigung der chemischen Reaktionen und bei isothermer Betrachtung des Gesamtgasraumes kann die kavitative Ausgangsgeschwindigkeit nicht größer als die axiale Eingangsgeschwindigkeit sein.
- Der Gasvolumenstrom ist konstant.
- Effekte der Schlacke auf die Kavitätsgeometrie sind vernachlässigbar.

Das Modell wird für die Versuchsserie von Wakelin [14] getestet. Dieser hat umfassende Kavitätsgeometrieausmessungen bei Wasserversuchen vorgenommen. Der auf die Wasseroberfläche auftreffende Luftstrahl entspringt dabei einer Unterschalldüse mit $d_0 = 2.53 \text{ mm}$. Die Lanzenhöhe und der Strahlimpuls wurden variiert. Die Geometrie der Eindellung der Wasseroberfläche wurde bestimmt und weitere Beobachtungen wurden dokumentiert.

Gebiete statisch impulsstabiler Paraboloidgeometrien sind in Abbildung 8-2 dargestellt. Die Einfärbung zeigt die relativen Abweichungen zum Gesamtgasimpuls. Ist eine impulsstabile Geometrie mit einer Tiefe von t_{kav} und einem Radius von r_{kav} gefunden, leitet sich daraus die entsprechende Funktion $t(r) = r^2 \frac{t_{kav}}{r_{kav}^2}$ ab. Die entsprechenden Geometrien gemeinsam mit den von Wakelin [14] vermessenen sind in Abbildung 8-3 zu sehen. Abbildung 8-2 zeigt, dass oberhalb der ersten Meridiane weitere Minima existieren, welche in Richtung der Staudrucktiefe konvergieren. In diese Richtung wird die Kavität instabiler, jedoch stellen die Minima durchaus Zustände dar, welche eingenommen werden könnten oder zwischen welchen hin und her geschwungen werden könnte.

Der vorhergesagte Radius in der Höhe der unberührten Flüssigkeitsoberfläche entspricht dem vermessenen Radius. Die Steigung der Eindellung an dieser Stelle wird präzise vorausgesagt. Die Überhöhung und somit die Flüssigkeitswulst wurden hinreichend gut beschrieben und als Toroid modelliert. Eine weitere Möglichkeit wäre ein Toroid mit Parabelquerschnitt, sofern der schräge Wurf als formgebende Beschreibung angenommen wird. Durch die Einführung eines volumengleichen unsymmetrischen Gebildes könnten wesentlich bessere Anpassungen an die gemessene Flüssigkeitswulst erzielt werden. Die Scherspannungen an der Überhöhung selbst sowie die Abbremsung nach dem Höhenmaximum wurden nicht berücksichtigt. Die resultierende Form der Überhöhung beeinflusst somit nicht ihre eigene Geometrie.

Die Vorhersagen der flachen Kavitäten stimmen sehr gut mit Wakelins [14] Messungen überein. Für Teilbild 9, 7, 5 und 3 der Abbildung 8-3 ist eine gute Übereinstimmung von vorhergesagter Tiefe und vorhergesagtem Radius zu erkennen. Für steile Kavitäten wird die Tiefe treffend vorhergesagt, allerdings wird der Radius der Kavität immer unterschätzt (Teilbild 1, 4 und 6). Eine Ausnahme bildet Teilbild 8. Die errechnete Kavität approximiert die unteren Messpunkte und die Bodenkrümmung hervorragend, weist jedoch bezüglich der Tiefe sehr große Abweichung auf. Die schlechteste Vorhersage betrifft Teilbild 2. Weder Tiefe noch Bodenkrümmung werden zufriedenstellend vorhergesagt, wobei die Vorhersage des Kavitätsradius akzeptabel ist. Bei Teilbild 3, 5, 7 und 9 werden beide Parameter gut vorhergesagt, wohingegen bei den Teilbildern 1, 2, 4, 6 und 8 jeweils ein Parameter ausreichend genau vorausgesagt wird.

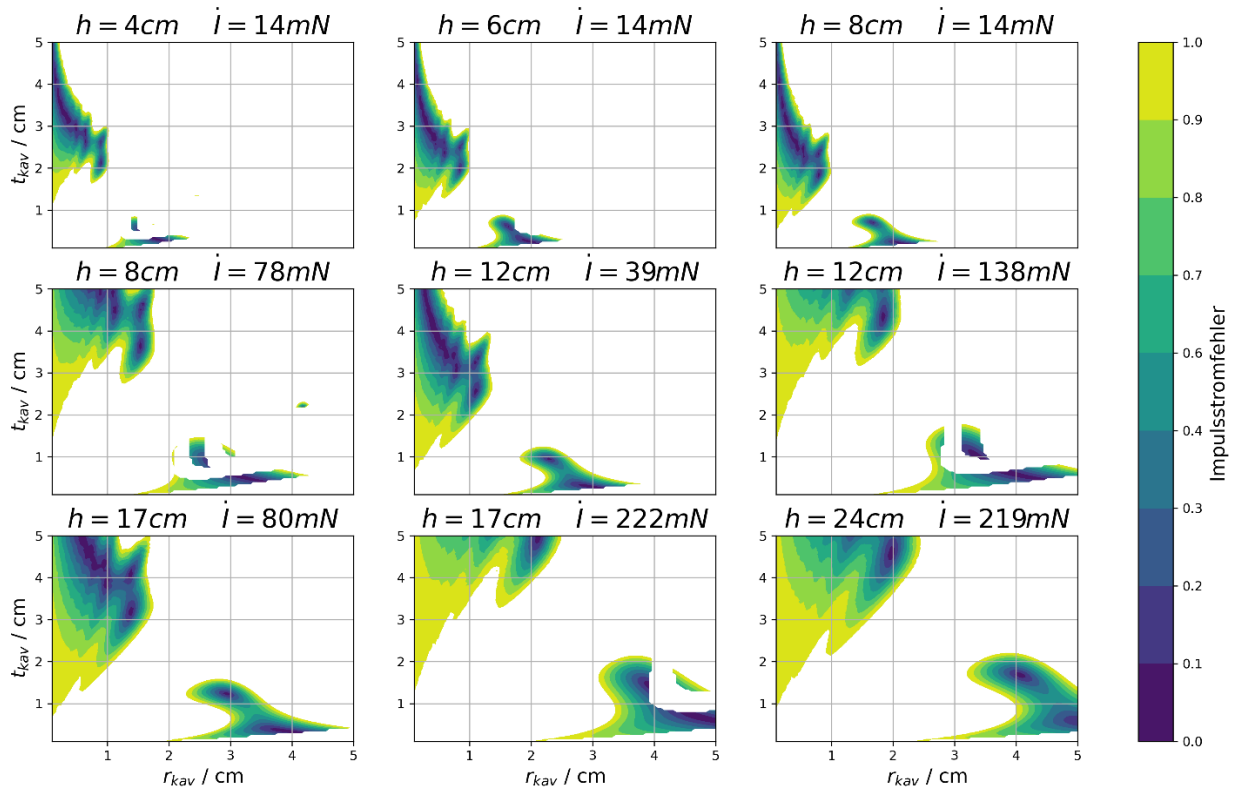


Abbildung 8-2: Impulsstromfehler für einen Gasstrahl mit Impuls \dot{I} , der auf eine Wasseroberfläche im Abstand von h trifft. Durch die Interaktion von Gasstrahl – Wasseroberfläche entsteht eine Eindellung (Kavität) mit Radius r_{kav} und Tiefe t_{kav} . Es existieren mehrere Lösungen im Rechenbereich.

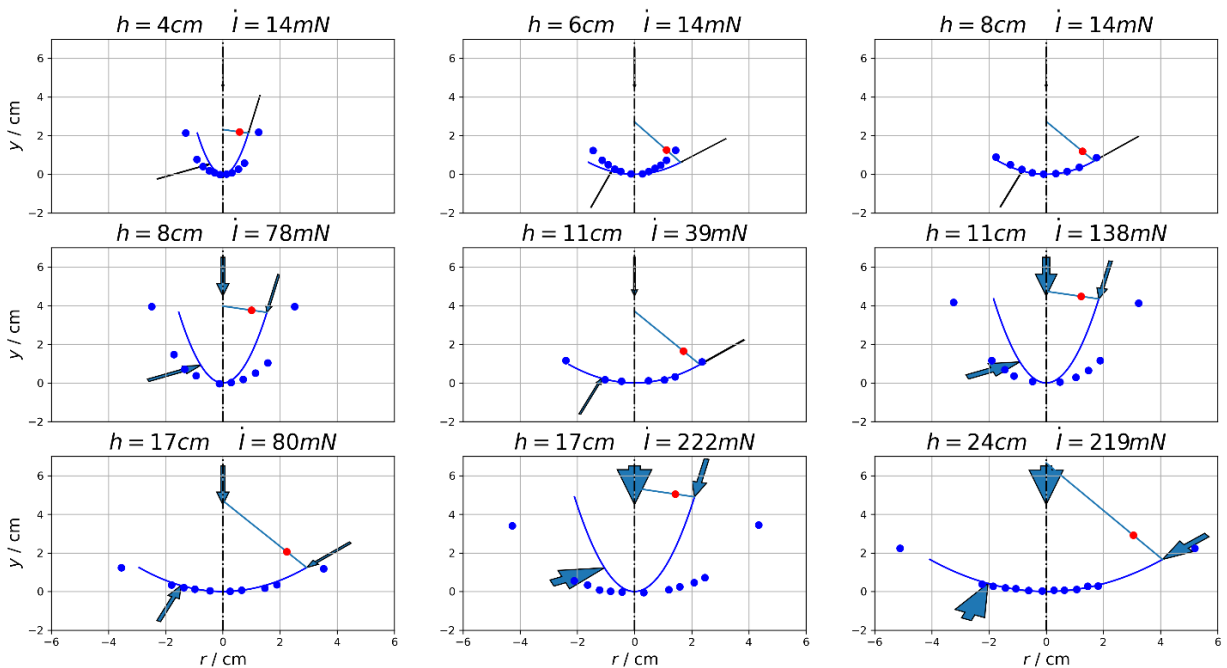


Abbildung 8-3: Berechnete (durchgezogene Linie) und gemessene (blaue Marker [14]) Kavitätsgeometrie resultierend durch einen Gasstrahl mit Impuls \dot{I} , der auf eine Wasseroberfläche im Abstand von h trifft. Die wirkenden Kräfte, deren Vektorsumme der Nullvektor sein muss, sind für ein infinitesimal kleines Kreissegment eingezeichnet. Die Dicke der Pfeile ist proportional zur Länge des Vektors. Impulsstrom der eintretenden Strömung (Pfeil oben), Impulsstrom der austretenden Strömung (Pfeil rechts) und hydrostatische Kraft (Pfeil links).

9 Scherungsursächliche Tropfenablösung

Eine Gasströmung parallel zu einer festen ebenen Platte induziert eine Schubspannung an der Platte, welche durch Gleichung 9-1 ausgedrückt wird [6].

$$\tau = 0,030 \rho_g u_\infty^2 Re^{-\frac{1}{5}} \quad (9-1)$$

In erster Näherung berechnet sich die an der Kavitätsslippe wirksame Schubspannung über Gleichung 9-1. Dabei wird angenommen, dass die Geschwindigkeit fern der Grenzschicht u_∞ entlang des Pfades l der Axialgeschwindigkeit des turbulenten Freistrahls entspricht. Die Gasdichte wird vom turbulenten Freistrahlmmodell bezogen. Die Reynoldszahl an der Lippe ist durch Gleichung 9-2 gegeben.

$$Re = \frac{u_\infty l \rho_g}{\eta_g} \quad (9-2)$$

Mithilfe der ermittelten Reynoldszahl an der Lippe (Flüssigkeitswulst) und der Gleichung 9-1 ergibt sich die vom Gas verursachte Scherspannung an der Lippe. Diese wird durch die grenzschichtferne Gasgeschwindigkeit u_∞ dominiert.

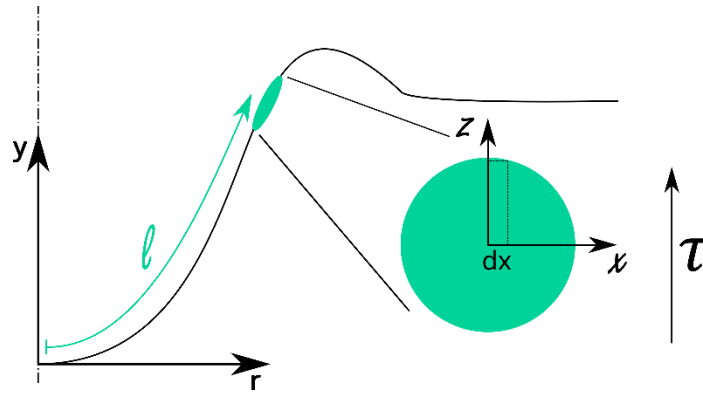


Abbildung 9-1: Kavität mit eingezeichneter Scherlänge l und Lippe (Flüssigkeitswulst) am Ende der Kavität. Der an der Oberfläche der Kavität liegende kreisförmige Ausschnitt, an dem die Scherwirkung berechnet wird, ist grün eingezeichnet.

Die Scherarbeit, welche an der projizierten Fläche eines im Entstehen begriffenen Tropfens verrichtet wird, lässt sich für den Kreisabschnitt mit Radius R im ersten Quadranten nach Gleichung 9-3 integrieren. Der Sachverhalt ist in Abbildung 9-1 illustriert.

$$\int_{x=0}^{x=R} \tau z d_A = \int_{x=0}^{x=R} \tau z^2 dx \quad (9-3)$$

Mit einer über den Kreis konstanten Schubspannung und $z = \sqrt{R^2 - x^2}$ ergibt sich für den Viertelkreis $\frac{2 \cdot \tau \cdot R^3}{3}$. Dieser Term entspricht, abgesehen von τ , auch dem Flächenschwerpunkt des Viertelkreises. Die Scherarbeit über den Kreisabschnitt ist durch Gleichung 9-4 gegeben.

$$A_\tau = \frac{8 \tau R^3}{3}. \quad (9-4)$$

Für die Erzeugung eines kugelförmigen Tropfens an der Flüssigkeitsoberfläche muss die in Gleichung 9-5 gegebene Oberflächenenergie geleistet werden.

$$E_\sigma = \sigma 4 R^2 \pi \quad (9-5)$$

Durch Gleichsetzen der Scherarbeit A_τ mit der zur Oberflächenenergie E_σ notwendigen Energie errechnet sich der kritische Tropfenradius. Tropfen mit Radien größer dem kritischen Radius können erzeugt werden. Für die Blasbedingungen des experimentellen Aufbaus von Korja und Lange [5] errechnet sich ein Radius von ca. 30 cm. Dies zeigt, dass es unmöglich ist, dass die experimentell beobachteten Tropfen mit diesem Modell beschrieben werden können. Die beobachteten Tropfen waren im Millimeter-Bereich. Selbst der Tiegelradius war kleiner als 30 cm. Die Tropfenablösung zu einer Periodendauer entsprechend der Gasstromverweilzeit an der projizierten Fläche ist ebenso unmöglich. Die Anzahl n_τ an Gasüberstreichungen dieser Fläche, welche notwendig sind, um für die Tropfenablösung ausreichend Scherarbeit zu leisten, ist in Gleichung 9-6 gegeben, wobei mit

einer Gasüberstreichung die Zeit, welche das Gas hinter der Grenzschicht benötigt, um die Strecke an der Kavität zurückzulegen (ℓ/u_∞), verbunden ist.

$$n_\tau = \frac{3 \pi \sigma}{2 R \tau} \quad (9-6)$$

Die zeitliche Ablöserate von Tropfen mit Radius R errechnet sich durch Gleichung 9-7. Die Einheit dieser Größe ist s^{-1} .

$$\dot{a}_\tau = \frac{u_\infty}{R n_\tau} \quad (9-7)$$

Die Ablöserate \dot{a}_τ wäre nach diesem Modell unabhängig von der Tropfengröße. Die Höchstanzahl der gleichzeitig aktiven Ablösestellen n_a ist umgekehrt proportional zum Radius der Ablösestelle und proportional zum Radius der Kavität, wie Gleichung 9-8 zeigt.

$$n_a = \frac{2 \pi r_{kav}}{2 \pi R} \quad (9-8)$$

Koria und Lange [56] berichten, dass die ausgeworfene Tropfengrößenverteilung im Heißexperiment eine gute Übereinstimmung mit einer Rosin-Rammler-Sperling-Verteilung ergibt. Der Bereich des Verteilungsexponenten n für ihre Versuche liegt zwischen $1,04 < n < 1,43$ und ist im Mittel etwa 1,25. In Artikel 3 wurde abgeleitet, dass nahe d' die Durchmesserabhängigkeit von f_{ej} proportional zu d^{n-1} ist. Es könnte vermutet werden, dass ca. ein Viertel des Kavitätsumfangs auswurfsaktiv ist.

Eine wesentliche Annahme des Modells besteht darin, dass die gesamte Scherarbeit bis zum Erreichen der Lippe (Flüssigkeitswulst) nur die Oberfläche des Metallbades beschleunigt und somit für die Badbewegung sorgt. Die Tropfenablösearbeit wird ausschließlich durch die an der Lippe eingeschriebenen projizierten Fläche geleistete Scherung erzeugt ($R^2\pi$ des Tropfens am Kavitätssende). Die Ablösearbeit besteht rein aus der Oberflächenenergie. Der Impuls des wegfliegenden Teilchens wurde schon vor Erreichen der Lippe erzeugt und die Abfluggeschwindigkeit entspricht dem impulsgewichteten Mittel.

10 Modellierung eines industriellen Konverters

Die Spezifikationen eines hypothetischen 160 t Konverters sind in Tabelle 10-I ersichtlich. Anhand dieses Konverters werden einige der präsentierten Modelle getestet. Die Tropfengrößenverteilung, der Massenauswurf und die Aufenthaltszeit der Metalltropfen in der Schlacke sollen berechnet werden. Der Vordruck des Sauerstoffreservoirs beträgt 10 bar, die Normblasrate an Sauerstoff 660 Nm³/min. Die Lanze ist mit 6 gleichen Düsen bestückt. Sie soll drei Positionen anfahren (4 m, 5 m und 6 m über dem Ruheflüssigkeitsstand).

Tabelle 10-I: Spezifikationen eines hypothetischer 160 t Konverters.

Vordruck	10 bar
Blasrate	660 Nm ³ /min
Düsenanzahl	6
Lanzenabstand	4-6 m
Konverterdurchmesser	5,5 m
Konverterhöhe	8,45 m

Die ausgeworfene Tropfenpopulation wurde mit dem in Artikel 1 publizierten Modell berechnet. Die Größenverteilung der Tropfen für Lanzenhöhen von 4 m, 5 m und 6 m ist in Abbildung 10-1 dargestellt. Dazu wurde die Tropfenobergrenze mit dem Modellparameter $K_{r1} = 1/4$ berechnet und die Relativwerte der Massenfraktionen entsprechend ausgewertet.

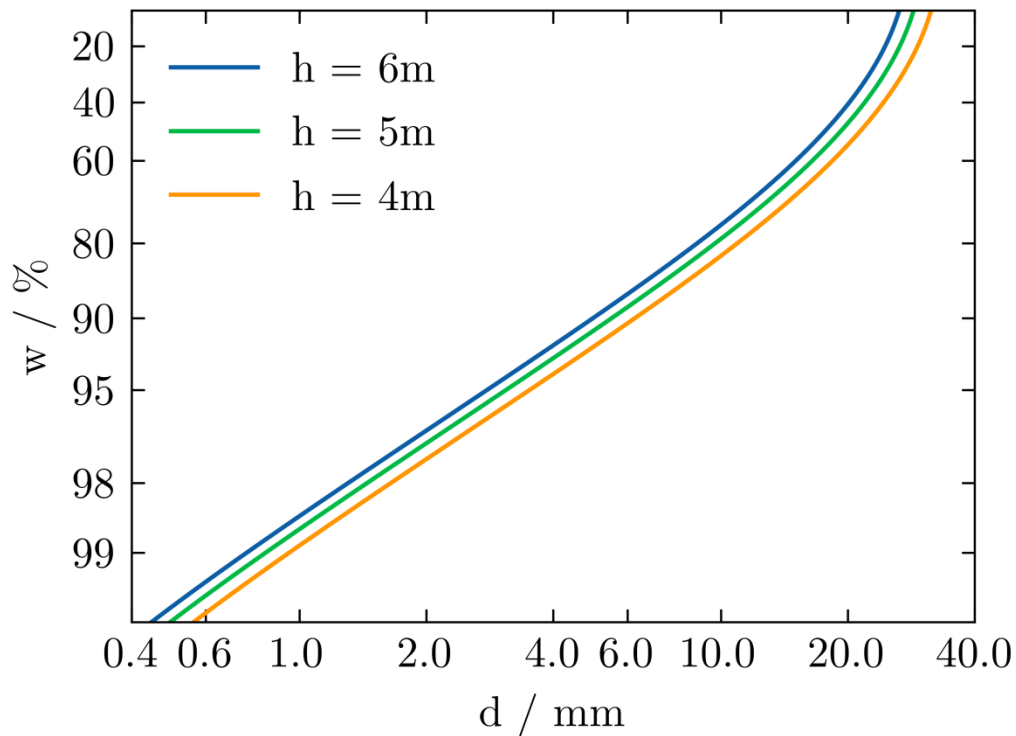


Abbildung 10-1: Kumulierte Masse w der ausgeworfenen Tropfenpopulation eines 160 t Konverters bei Lanzenhöhen von $h = 4\text{ m}$, $h = 5\text{ m}$ und $h = 6\text{ m}$.

Der Roheisenauswurf wurde anhand von zwei Modellen (Resch [36] und Rout et al. [25]) berechnet und in Tabelle 10-II veranschaulicht. Während nach dem Modell von Resch bei einer Lanzenhöhe von 6 m bereits 2,5 t Roheisen sekundlich versprüht werden, findet nach dem Modell von Rout et al. nur ein wesentlich kleinerer Massenauswurf von 1 kg/s statt. Resch erwähnt, dass die präsentierte Formel nicht konverterunabhängig ist. Da sie für einen 200 t LD-AC-Konverter angepasst und optimiert wurde, sind Abweichungen zu tatsächlichen Auswürfen zu erwarten.

Tabelle 10-II: Roheisenauswurfsraten eines 160 t Konverters bei Lanzenhöhen zwischen 4 und 6 m nach Auswurfsmodellen von Resch [36] und Rout et al. [25].

	$h = 4\text{m}$	$h = 5\text{m}$	$h = 6\text{m}$
Resch [36]	3500 kg/s	3000 kg/s	2500 kg/s
Rout et al. [25]	30 kg/s	5 kg/s	1 kg/s

Die Aufenthaltszeit von ausgeworfenen Roheisenmasselementen in der Schlacke wurde nach Artikel 3 berechnet und in Abbildung 10-2 dargestellt. Sie wurde für zwei Schlackenviskositäten berechnet. Die angenommene Schlackenmasse beträgt 10 t. Ein Tropfen mit 1 cm Durchmesser hat bei einer Schlackenviskosität von 0.12 Pa s und den gegebenen Strömungsfeld der Emulsion eine Aufenthaltszeit von etwa 5 s. Bei einer in etwa

Verzehnfachung der Schlackenviskosität hätte selbiger Tropfen eine zehnfache Aufenthaltszeit von 50 s.

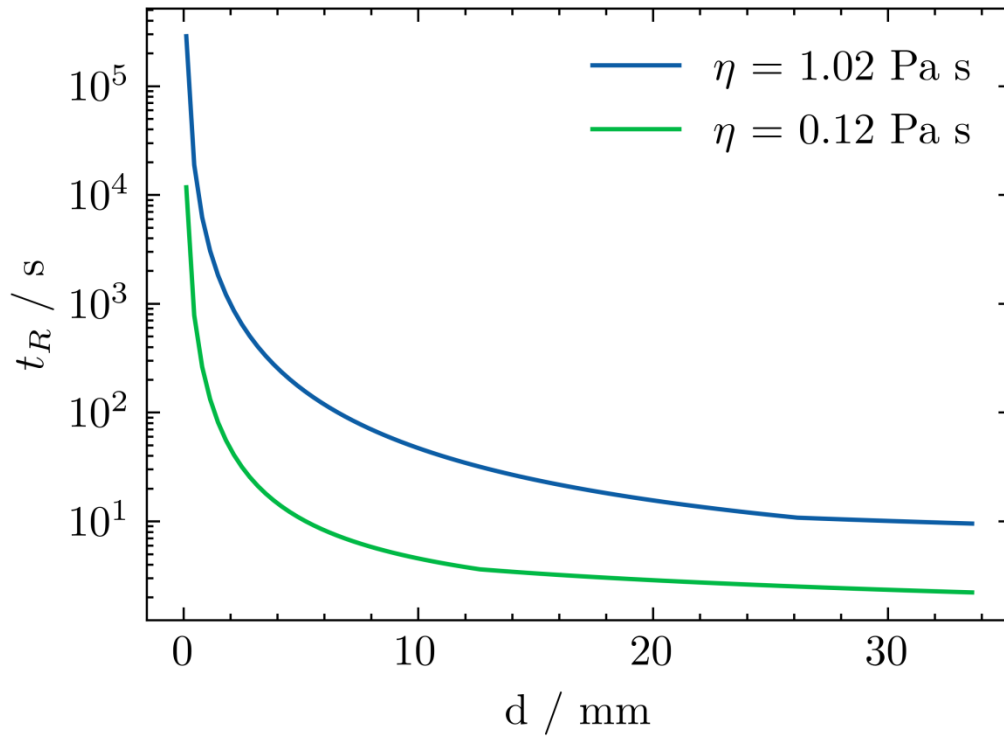


Abbildung 10-2: Aufenthaltszeit t_R von Roheisentropfen mit Durchmesser d in der Konverterschlacke eines 160 t Konverters mit jeweils 10 t Schlacke und einer Schlackenviskosität von 1,02 und 0,12 Pa s.

11 Zusammenfassung und Ausblick

Um die Raffinationsarbeit im LD-Konverter darzustellen, wurden die phänomenologischen Prozessabläufe abschnittsweise modelliert. Die Strömung innerhalb der Überschalldüsen wurde mittels der ideal isentropen Gasgleichungen beschrieben. Die Gasausbreitung außerhalb der Düsen wurde mittels turbulenter Freistrahtheorie und eines Modells nach Ito und Muchi [12] dargestellt. Für die Vorhersage der Eindellung der Roheisenoberfläche am Brennfleck wurde ein eigenes Modell entwickelt.

Ein mathematisches Modell für die ausgeworfene Tropfengrößenverteilung wurde in Artikel 1 präsentiert. Es basiert auf einem Feder-Masse-Oszillatormodell und wurde mit experimentellen Daten von Korja und Lange [5] validiert. Für industrielle Blasbedingungen sagt das Modell sehr große Tropfen voraus. CFD-Rechnungen von Kemminger et al. [24] zeigen ähnlich große Einzelmassenauswürfe. Die ausgeworfene Tropfengrößenverteilung wurde physikalisch sinnvoll modelliert und validiert. Der Einfluss des Düsenvordrucks und der Lanzenhöhe auf die ausgeworfene Tropfengrößenverteilung wurde im Gesamtmodell abgebildet. Der Einfluss von Düsen zu Lanzenwinkel und Düsenanzahl wurde nicht modelliert. Die in der Literatur verfügbaren Korrelationen für die Gesamtmassenauswurfstraten wurden verglichen. Es wurden physikalisch sinnvolle Grenzen für den Massenauswurf definiert, um die Auswahl geeigneter Korrelationen zu vereinfachen. Naheliegende Erweiterungsmöglichkeiten für das Modell in Artikel 1 wurden aufgezeigt.

Die Tropfenverweilzeit in der Schlacke wurde mittels eines eigenen Modells, präsentiert in Artikel 3, berechnet. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass die Raffinationsarbeit sehr kleiner Tropfen ($\varnothing < 1 \text{ mm}$), jedoch nicht jene sehr großer Tropfen ($\varnothing > 100 \text{ mm}$), vernachlässigt werden kann. Bisher gab es keine Abschätzungen der Mikro- und Makrokinetik von Tropfen über ein derart großes Spektrum. Oft wurde in der Literatur mit willkürlich festgelegten Tropfengrößen gerechnet. Das Modell liefert realistische Vorhersagen bezüglich

Schaumhöhe und emulgierter Metallmasse in wechselseitiger Abhängigkeit mit dem Emulsionsentkohlungsnutzungsgrad (deutlich kleiner als 50 %). Die Tropfengrößenverteilungsobergrenze, als einziger Modellfaktor aus Artikel 1, wurde in Artikel 3 für industrielle Konverter neu bewertet.

Die erworbenen Kenntnisse über die Schlackenphase wurden angewendet, um Schaumüberwachungssysteme zu bewerten. Es wurde überprüft, ob industrielle Beobachtungen bezüglich Schlackenauswurfkorrelationen kausal über die aufgestellten Modelle erklärt werden können (Artikel 2).

Das in Artikel 3 zusätzlich präsentierte Entkohlungsmodell könnte im Labor unter höheren Relativgeschwindigkeiten des Verhältnisses Tropfen zu Schlacke validiert oder entkräftet werden. Das Keimbildungsvermögen von Kohlenmonoxid im Tropfen sollte in Abhängigkeit der Relativgeschwindigkeit erörtert werden. Eine genauere Untersuchung und Validierung der Massenauswurfsmodelle wäre für das Voranschreiten am Gebiet der Konvertermodellierung nach wie vor sinnvoll.

Die zu Beginn der Arbeit bestehenden Forschungslücken wurden teils geschlossen oder im ausreichenden Ausmaß reduziert.

- Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Ansatz zur Modellierung der Größenverteilung der ausgeworfenen Tropfen geschaffen (Artikel 1). Es wurde untersucht, wie sich die ausgeworfene Tropfengrößenverteilung verändert, wenn das Auswurfssystem vom Laborsystem, viele Größenordnungen, zum industriellen System hochskaliert wird (Artikel 1). Es existiert ein ausgeprägter Zusammenhang von Tropfenverteilungsobergrenze zur Lanzaenhöhe und zum Düsenvordruck.
- Die Raffinationseffizienz unterschiedlicher Tropfengrößen wurde für tropfengrößenspezifische Aufenthaltsdauern bewertet und stellt dadurch eine Innovation auf diesen Bereich dar. Sub-Millimeter Tropfen erreichen gleichgewichtsnahen Zustände während ihres Aufenthalts in der Schlacke. Ihre lange Aufenthaltsdauer und die dadurch verbundenen schlechten Austauschraten begrenzen den Einfluss auf die Makrokinetik der Tropfenpopulation (Artikel 3).
- In der Literatur vorhandene Formulierungen der Massenauswurfsraten wurden einander gegenübergestellt. Sie wurden einer Bewertung hinsichtlich physikalisch sinnvoller Grenzen unterzogen. Zwei von vier Formulierungen (Block et al. [35] und Subagyo et al. [40]) stehen im Widerspruch zu den in dieser Arbeit formulierten Grenzen und sollten daher nicht für Modellrechnungen verwendet werden (Artikel 3).

- Informationen über instationäre Zustände des Schaumes, welche zum Überlaufen (slopping) führen, wurden zusammengetragen. Es wurde gezeigt, dass sich die Tropfengrößenverteilung bei Verringerung der Sauerstoffdurchflussrate Richtung kleinere Tropfen verschieben kann und damit die innere Grenzfläche der Emulsion erhöht. Dies kann die Schaumentkohlung verstärken und zum Überlauf führen. Für die meisten Betriebspunkte führt eine Erhöhung der Blasrate zu einer vermehrten Eisenverschlackung und somit zu einer intensiveren Schaumentkohlung (Artikel 2).

Zusätzlich zu den geschlossenen Forschungslücken bilden der präsentierte, jedoch nicht verwendete Modellansatz der scherungsursächlichen Tropfenablösung und der Modellansatz für die Kavitätsgeometrie einen Neuheitswert der Dissertation. Zukünftig kann das hier präsentierte Kavitätsgeometriemodell ins übergeordnete Konvertermodell integriert werden. Somit kann auf die empirische, aktuell verwendete Formulierung von Korja und Lange [5] verzichtet werden. Das Modell für die scherungsursächliche Tropfenablösung bietet einen interessanten theoretischen Ansatz, stellt jedoch in der Praxis keine relevante Ergänzung des Konvertermodells dar. Die Summe der präsentierten Modelle bildet einen wissenschaftlichen Neuheitswert. Aus technologischer Sicht kann die Möglichkeit der Verwendung des Modells zur Vorhersage von Konverterüberläufen als weiterer Wissenszuwachs betrachtet werden.

Durch die Arbeit aufgedeckte Forschungsfragen und Erweiterungspotential bestehender Modelle:

Der Einfluss des Winkels zwischen Düsenachse und Lanzenachse auf die Tropfengrößenverteilung wurde im Modell nicht berücksichtigt. Da alle modernen LD-Konverter mit Mehrlochlanzen betrieben werden, wäre eine diesbezügliche Erweiterung des Modells erstrebenswert.

Im Anhang des Artikels 3 wurde gezeigt, warum die Raffinationsarbeit der sehr großen Tropfen nicht vernachlässigt werden kann. Daher wäre eine realitätsgetreue Modellierung der Aufenthaltszeit von besonders großen Tropfen sinnvoll.

Des Weiteren sollte die Fragmentierung der Tropfenpopulation in der Modellierung berücksichtigt werden. Die Vermutung liegt nahe, dass der Metallanteil der Emulsion so hoch ist, dass auch Tropfenzusammenschlüsse auftreten könnten, welche die spezifische Raffinationsarbeit der Gesamtpopulation beeinflussen.

12 Literatur

- [1] Y. Lytvyniuk, J. Schenk, M. Hiebler, H. Mizelli, *6th EOSC European Oxygen Steelmaking Conference* **2011**. DOI: 10.13140/2.1.1126.7848.
- [2] P. Bundschuh, Thermodynamische und kinetische Modellierung von LD-Konvertern, *Dissertation*, Montanuniversität Leoben **2017**.
- [3] N. Dogan, Mathematical Modelling of Oxygen Steelmaking, *PhD Thesis*, Swinburne University of Technology **2011**.
- [4] G. Brooks, Y. Pan, Subagyo, K. Coley, *Metall. Trans. B* **2005**, 36 (4), 525 – 535. DOI: 10.1007/s11663-005-0044-x.
- [5] S. C. Koria, K. W. Lange, *Arch. Eisenhüttenwes.* **1984**, 55 (12), 581 – 584.
- [6] F. Oeters, *Metallurgie der Stahlherstellung*, Springer, Berlin **1989**.
- [7] C. Chigwedu, J. Kempken, W. Pluschkell, *Stahl Eisen* **2006**, 126 (12), 25 – 31.
- [8] K. W. Lange, H. Rees, *Arch. Eisenhüttenwes.* **1972**, 43 (7), 539 – 548. DOI: 10.1002/srin.197204425.
- [9] F. Schytil, *Wirbelschichttechnik*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg **1961**.
- [10] R. Günther, *Verbrennung und Feuerungen*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg **1974**.
- [11] K. W. Lange, *Physikalische und chemische Einflüsse beim Stoffübergang im Sauerstoffaufblasverfahren*, Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfalen, no. 3088, Westdeutscher Verlag, Opladen [Germany] **1982**.
- [12] S. Ito, I. Muchi, *Tetsu-to-Hagane* **1969**, 55 (13), 1152 – 1163. DOI: 10.2355/tetsutohagane1955.55.13_1152.
- [13] I. Sumi, Y. Kishimoto, Y. Kikuchi, H. Igarashi, *ISIJ Int.* **2006**, 46 (9), 1312 – 1317. DOI: 10.2355/isijinternational.46.1312.
- [14] D. H. Wakelin, The Interaction between Gas Jets and the Surfaces of Liquids, including molten Metals, *PhD Thesis*, University of London **1966**.
- [15] E. W. Mulholland, G. S.F. Hazelden, M. W. Davies, *J. Iron Steel Inst.,* **1973**, 211 (9), 632 – 639.
- [16] C. L. Molloseau, R. J. Fruehan, *Metall. Trans. B* **2002**, 33 (3), 335 – 344. DOI: 10.1007/s11663-002-0045-y.
- [17] E. Chen, K. S. Coley, *Ironmaking Steelmaking* **2013**, 37 (7), 541 – 545. DOI: 10.1179/030192310x12700328926100.
- [18] B. Mitas, V.-V. Visuri, J. Schenk, *Metall. Trans. B* **2023**, 54 (4), 1938 – 1953. DOI: 10.1007/s11663-023-02808-2.

- [19] H.-J. Odenthal, P. Grygorov, M. Reifferscheid, J. Schlüter, *Iron and Steel Technology* **2014**, *11*, 142 – 155.
- [20] *Encyclopedia of Microfluidics and Nanofluidics* (Eds: D. Li), Springer US, Boston, MA **2008**.
- [21] M. Frey, K. Makowka, T. Aichner, *CEAS Space Journal* **2017**, *9* (2), 175 – 181.
DOI: 10.1007/s12567-016-0139-z.
- [22] E. Rathakrishnan, *Applied gas dynamics*, Wiley, Hoboken (N.J.) **2019**.
- [23] F. S. Garajau, M. d. S. L. Guerra, B. T. Maia, P. R. Cetlin, *Engineering Failure Analysis* **2019**, *96*, 175 – 185. DOI: 10.1016/j.engfailanal.2018.09.024.
- [24] A. Kemminger, F. Krause, H.-J. Odenthal, *9th EOSC European Oxygen Steelmaking Conference* **2022**.
- [25] B. K. Rout, G. Brooks, Subagyo, M. A. Rhamdhani, Z. Li, *Metall. Trans. B* **2016**, *47* (6), 3350 – 3361.
- [26] S. Sabah, G. Brooks, *Ironmaking Steelmaking* **2016**, *43* (6), 473 – 480.
DOI: 10.1080/03019233.2015.1113755.
- [27] DerSilberspiegel, *Ellingham_Richardson-diagram_english.svg*,
https://en.wikipedia.org/wiki/Ellingham_diagram.
- [28] Y. E. Lee, L. Kolbeinsen, *ISIJ Int.* **2007**, *47* (5), 764 – 765.
DOI: 10.2355/isijinternational.47.764.
- [29] K. Koch, W. Fix, P. Valentin, *Arch. Eisenhüttenwes.* **1976**, *47* (11), 659 – 663.
DOI: 10.1002/srin.197603747.
- [30] W. Kleppe, F. Oeters, *Arch. Eisenhüttenwes.* **1977**, *48* (3), 139 – 143.
- [31] L. Prandtl, A. Betz, *Verhandlungen des III Internationalen Mathematiker-Kongresses* **1904**, 484 – 491.
- [32] S. C. Korla, K. W. Lange, *Steel Res.* **1987**, *58* (9), 421 – 426.
- [33] M. J. Luomala, T. M. J. Fabritius, E. O. Virtanen, T. P. Siivola, T. L. J. Fabritius, H. Tenkku, J. J. Härkki, *ISIJ Int.* **2002**, *42* (11), 1219 – 1224.
DOI: 10.2355/isijinternational.42.1219.
- [34] B. T. Maia, R. K. Imagawa, A. C. Petrucelli, R. P. Tavares, *Journal of Materials Research and Technology* **2014**, *3* (3), 244 – 256. DOI: 10.1016/j.jmrt.2014.06.010.
- [35] F.-R. Block, A. Masui, G. Stolzenberg, *Arch. Eisenhüttenwes.* **1973**, *44* (5), 357 – 361.
- [36] W. Resch, Die Kinetik der Entphosphorung beim Sauerstoffaufblasverfahren für phosphorreiches Roheisen, *Dissertation*, TU Clausthal **1976**.
- [37] Q. L. He, N. Standish, *ISIJ Int.* **1990**, *30* (4), 305 – 309.
- [38] R. Li, R. L. Harris, *Pyrometallurgy 95 Conference Proceedings* **1995**, 107 – 124.
- [39] W. Brett, Magnetohydrodynamische Kelvin-Helmholtz-Instabilität, *Dissertation*, TU Darmstadt **2014**.
- [40] G. B. Subagyo, K. S. Coley, G. A. Irons, *ISIJ Int.* **2003**, *43* (7), 983 – 989.
- [41] B. Deo, R. Boom, *Fundamentals of steelmaking metallurgy*, Prentice Hall Internat, New York **1993**.
- [42] F. Giralt, C.-J. Chia, O. Trass, *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals* **1977**, *16* (1), 21 – 28. DOI: 10.1021/i160061a007.
- [43] J. Schoop, W. Resch, G. Mahn, *Ironmaking Steelmaking* **1978** (2), 72 – 79.
- [44] H. J. Nierhoff, Stoffumsatz an den Metalltropfen in den Schlacken bei den Sauerstoffaufblasverfahren, *Dissertation*, RWTH Aachen **1976**.
- [45] D. J. Price, in *Process Engineering of Pyrometallurgy Symposium* **1974**.
- [46] T. Matsushita, T. Watanabe, M. Hayashi, K. Mukai, *International Materials Reviews* **2013**, *56* (5-6), 287 – 323. DOI: 10.1179/1743280411Y.0000000007.

- [47] N. Dogan, G. A. Brooks, M. A. Rhamdhani, *ISIJ Int.* **2011**, *51* (7), 1093 – 1101.
- [48] I. Jimbo, A. Sharan, A. W. Cramb, *Transactions of the ISS* **1994**, *21*, 48 – 55.
- [49] H.-Y. Kwak, S.-D. Oh, *Journal of Colloid and Interface Science* **1998**, *198* (1), 113 – 118. DOI: 10.1006/jcis.1997.5244.
- [50] S. D. Lubetkin, *Langmuir* **2003**, *19* (7), 2575 – 2587. DOI: 10.1021/la0266381.
- [51] P. H. Calderbank, M. B. Moo-Young, *Chemical Engineering Science* **1995**, *50* (24), 3921 – 3934. DOI: 10.1016/0009-2509(96)81823-9.
- [52] Subagyo, G. A. Brooks, *ISIJ Int.* **2002**, *42* (10), 1182 – 1184. DOI: 10.2355/isijinternational.42.1182.
- [53] M. S. Millman, A. Kapilashrami, M. Bramming, D. Malmberg, *Impfos: improving phosphorus refining*, Publications Office **2011**.
- [54] H. W. Meyer, W. F. Porter, G. C. Smith, J. Szekely, *J. Met.* **1968**, *20* (7), 35 – 42.
- [55] E. Schürmann, G. Mahn, J. Schoop, W. Resch, *Arch. Eisenhüttenwes.* **1977**, *48* (10), 515 – 519. DOI: 10.1002/srin.197705057.
- [56] S. C. Korla, K. W. Lange, *Metall. Trans. B* **1984**, *15* (1), 109 – 116.

13 Nomenklatur

A Fläche, m^2

a Beschleunigung, m/s^2

B Blaszahl nach Block, m/s

c_w Strömungswiderstandskoeffizient, 1

d Tropfendurchmesser, m

d_0 Düsendurchmesser, m

E Energie, J

F Kraft, N

g Erdbeschleunigung, m/s^2

h Lanzenhöhe, m

h_f Schlackenerhöhung durch Schäumung, m

\dot{I} Impulsstrom, N

K Konstante, 1

k Stoffübergangskoeffizient, m/s

l Länge, m

\dot{M}_G Massenauswurfsrate an Flüssigkeit, kg/s

M_G emulgierte Metallmasse, kg

m Masse, kg

N_B Blaszahl nach Subagyo und Rout (auch „blowing number“), 1

n Eindellungstiefe, m

P Leistung, W

R Radius des Tropfens, m

Re Reynoldszahl, 1

r_{kav} Radius der Kavität, m

t Zeit, s

t_{kav} Tiefe der Kavität, m

t_R Aufenthaltszeit oder Verweilzeit (residence time) der Tropfen in der Schlacke, s

u Strömungsgeschwindigkeit, m/s

$u(x, r)$ Gasgeschwindigkeit des Freistrahls an einer Position x, r (x Abstand zur Düse entlang der Düsenachse, r Normalabstand zur Düsenachse), m/s

u_{0m} Düsenaustrittsgeschwindigkeit, m/s

$u_m(x)$ axiale Gasgeschwindigkeit in einer Distanz x zur Düse, m/s

u_T Gasgeschwindigkeit parallel der Kavitätbegrenzung unmittelbar nach dem Ende der Impulsgrenzschicht der Gasströmung, m/s

\dot{V} Volumenstrom, m³/s

V Volumen, m³

w kumulierte Massenverteilung einer Tropfenpopulation, 1

Griechisch

η dynamische Viskosität, Pa s

ρ Dichte, kg/m³

Σ foaming index, s

σ Oberflächenspannung, N/m

τ Schubspannung, N/m²

Kleinschrift

0 Kennzeichnet den Ursprungszustand

d Tropfengröße (droplet)

ej Auswurfsgröße (ejected)

eq Größe im Gleichgewicht

g Gasgröße

kav Größe der Kavität (Eindellung)

l Flüssigkeitsgröße

s Schlackengröße

x, y, z Komponente der Größe im Kartesisches Koordinatensystem

Phasenkennzeichnung

{X} Komponente X in Gasphase

(X) X gelöst in Schlackenphase

[X] X gelöst in Metallphase

14 Abbildungsverzeichnis

Abbildung 4-1: Mechanismen der Emulsionsentkohlung via (a) indirektem und (b) direktem Reaktionsweg [18]. Eisentropfen (gelb) mit Kohlenstoff in Lösung ([C]) reagiert mit umliegender Schlacke (orange). Es bildet sich Kohlenmonoxid als gasförmiges Entkohlungsprodukt (weiß).	10
Abbildung 5-1: Extremwerte möglicher (nicht erwarteter) Sauerstoffpartialdrücke an charakteristischen Zonen im LD-Konverter. 1 –Düsenaustrittsquerschnitt, 2 –Staupunkt der Kavität, 3 – Gasgrenzschicht am Kavitätssende, 4 – Gasblase in der Emulsion. Konverterausschnitt aus Artikel 2, Ellinghamdiagramm, modifiziert von DerSilberspiegel [27] CC BY-SA 4.0.	15
Abbildung 5-2: Gasstrahl übt Kraft auf eine Küchenwaage aus. Beispielhafte Gasstrahlinteraktion mit einer festen Oberfläche a) Lanzenhöhe 1, Rotationskörper (RK) auf Waagenplattform lenkt Gasströmung 45° zur horizontalen ab und führt dadurch zu erhöhter Kraft auf die Waage b) Lanzenhöhe 1, Gasstrahl wird horizontal abgelenkt c) Lanzenhöhe 2, Gasstrahl wird horizontal abgelenkt.	17
Abbildung 5-3: Kavität von oben (hellorange) und hineinragendes Flüssigkeitselement (dunkelorange) Artikel 1. Der Durchmesser des zukünftigen Tropfens definiert den Anteil der wirksamen Kraft am Tropfen bei der Ablösung.....	24
Abbildung 5-4: Flugbahnen durch Schlacke schräger 60° Würfe von Eisentropfen mit unterschiedlichem Durchmesser errechnet mit $\rho_d = 7000 \text{ kg/m}^3$, $\rho_s = 2991,4 \text{ kg/m}^3$, $\eta = 70,9 \text{ mPa s}$ und a) Widerstandsbeiwert als Funktion der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten (unterschiedliche Reynoldszahlen) und b) korrigierter Ansatz: Widerstandsbeiwert als Funktion der Gesamtgeschwindigkeit (eine Reynoldszahl).....	27
Abbildung 5-5: Visualisierung der Größen, welche in den Foaming-Index eingehen. Drei Tiegel mit unterschiedlichem Schaumfüllstand. Links: Gaslose, d. h. dichte Schlacke – die Leerrohrgeschwindigkeit ist null, Mitte: bei selbiger Schlackenmasse wie links wird der Füllstand um h_f erhöht durch die zusätzliche Permeierung der Schlacke mit dem Volumenstrom V_g Gas. Rechts: derselbe Volumenstrom V_g führt im leeren Tiegel zur Leerrohrgeschwindigkeit V_{gs}	28
Abbildung 5-6: Stoffstrom der Entkohlung (mol {CO} / s) aufgetragen gegen (a) Tropfenmasse und (b) -durchmesser. Daten von Chen und Coley [17]. Die Güte der Korrelation in a) wird als Beweis der Abhängigkeit der Reaktionsrate nach d^3 herangezogen – Die Güte der Abhängigkeit der Reaktionsrate nach d^1 ist jedoch ähnlich.	30

Abbildung 6-1: Übersichtsschaubild der Modellzusammenhänge.	33
Abbildung 6-2: lokale Durchmesserabhängigkeit bei unterschiedlichen Durchmessern bezüglich Termen der Tropfenraffination – z. B., wenn $\Delta \log \Delta c \Delta \log d^{3,9} < d < 4,1 \approx -1 \rightarrow \Delta c^{3,9} < d < 4,1 \propto d - 1$	34
Abbildung 6-3: Kumulative Metallmasse in der Emulsion für einen 200 t Konverter bei 50 % Blaszeit – Modellrechnungen nach Artikel 1 und Artikel 2 (durchgezogene Linien) verglichen mit Messwerten von Resch [36], Meyer et al. [54] und Millman et al. [53].	35
Abbildung 8-1: Schema der Brennfleckgeometriemodellierung. Gasstrahl tritt aus der Lanzenöffnung aus – breitet sich aus und tritt auf die Roheisenoberfläche. Das Geschwindigkeitsprofil des Gasstrahls an der Kavität mit Radius r_{kav} und Tiefe t_{kav} wird durch den turbulenten Freistrahler modelliert. Ein Teil der Freistrahlerströmung tritt in das Kontrollvolumen der Kavität ein und am Ende der Kavität wieder aus. Die Austrittsgeschwindigkeit u_a ist konstant. Der Punkt zwischen eintretender und austretender Strömung r_u wird berechnet.	39
Abbildung 8-2: Impulsstromfehler für einen Gasstrahl mit Impuls I , der auf eine Wasseroberfläche im Abstand von h trifft. Durch die Interaktion von Gasstrahl – Wasseroberfläche entsteht eine Eindellung (Kavität) mit Radius r_{kav} und Tiefe t_{kav} . Es existieren mehrere Lösungen im Rechenbereich.	42
Abbildung 8-3: Berechnete (durchgezogene Linie) und gemessene (blaue Marker [14]) Kavitätsgeometrie resultierend durch einen Gasstrahl mit Impuls I , der auf eine Wasseroberfläche im Abstand von h trifft. Die wirkenden Kräfte, deren Vektorsumme der Nullvektor sein muss, sind für ein infinitesimal kleines Kreissegment eingezeichnet. Die Dicke der Pfeile ist proportional zur Länge des Vektors. Impulsstrom der eintretenden Strömung (Pfeil oben), Impulsstrom der austretenden Strömung (Pfeil rechts) und hydrostatische Kraft (Pfeil links).	42
Abbildung 9-1: Kavität mit eingezeichneter Scherlänge l und Lippe (Flüssigkeitswulst) am Ende der Kavität. Der an der Oberfläche der Kavität liegende kreisförmige Ausschnitt, an dem die Scherwirkung berechnet wird, ist grün eingezeichnet.	44
Abbildung 10-1: Kumulierte Masse w der ausgeworfenen Tropfenpopulation eines 160 t Converters bei Lanzenhöhen von $h = 4$ m, $h = 5$ m und $h = 6$ m.	47
Abbildung 10-2: Aufenthaltszeit t_R von Roheisentropfen mit Durchmesser d in der Converterschlacke eines 160 t Converters mit jeweils 10 t Schlacke und einer Schlackenviskosität von 1,02 und 0,12 Pa s.	48

15 Tabellenverzeichnis

Tabelle 5-I: Übersicht der Abhängigkeiten präsentierter Massenauswurfraten mit $C_1, C_2 \dots$ als von Modell zu Modell unterschiedliche beliebige Konstanten (siehe Tabelle 5 II)	22
Tabelle 5-II: Übersicht der allgemein formulierten Massenauswurfraten.....	23
Tabelle 7-I: Emulsionsbeprobungen bei Industrie- oder Versuchskonvertern.....	36
Tabelle 10-I: Spezifikationen eines hypothetischer 160 t Konverters.	46
Tabelle 10-II: Roheisenauswurfraten eines 160 t Konverters bei Lanzenhöhen zwischen 4 und 6 m nach Auswurfsmodellen von Resch [36] und Rout et al. [25].	47

16 Artikel 1

Mathematical Modeling of the Ejected Droplet Size Distribution in the Vicinity of a Gas–Liquid Impingement Zone

Reproduced with permission of open access Creative Commons CC BY 4.0 licence

Mathematical Modeling of the Ejected Droplet Size Distribution in the Vicinity of a Gas–Liquid Impingement Zone



BERNHARD MITAS, VILLE-VALTTERI VISURI, and JOHANNES SCHENK

The controlled splashing of metal droplets plays a decisive role in the kinetics of the basic oxygen furnace (BOF) process. In this work, a mathematical model was developed for predicting the size distribution of spherical droplets ejected at an impingement zone. Harmonic oscillators are used to describe the ejection sites, and the upper limit for the droplet population is calculated through a force balance. The model was validated against literature data from high-temperature crucible experiments involving different supply pressures and lance heights as well as both single-hole and multihole lances. The predicted size distribution of the metal droplets was found to be in good agreement with the droplet size distributions measured from outside the crucible. The model was also applied for predicting the size distribution parameters of the Rosin–Rammler–Sperling (RRS) size distribution function. The model developed is computationally light and is suitable to be used as a part of offline and online simulation tools for the BOF process.

<https://doi.org/10.1007/s11663-022-02588-1>
© The Author(s) 2022

I. INTRODUCTION

THE basic oxygen furnace (BOF) is the main refining process for hot metal produced using blast furnace ironmaking. Modern basic oxygen furnaces are fitted with a multihole supersonic top lance for oxygen injection as well as porous plugs for bath stirring using inert gases. Upon impact to the bath surface, the top-blown gas jet creates a cavity. Molloy^[1] identified three cavity modes: dimpling, splashing, and penetrating. The dimpling mode is characteristic of low gas injection rates and denotes the mild deformation of the surface. As the gas flow rate is increased or the lance height is decreased, the cavity enters the splashing mode, which is characterized by the ejection of large quantities of outwardly directed droplets. With a further increase in the gas flow rate or a decrease in lance height—the penetrating mode is reached. In this mode, the penetration becomes much deeper and the amount of outwardly directed splashing is reduced.

The generation of metal droplets and the resulting metal-gas-slag foam, which play a decisive role in the high decarburization rates, are characteristic of the BOF process. For example, Meyer *et al.*^[2] suggested that the metal-slag interfacial area may reach 2000 ft² (186 m²) per ton. Consequently, a significant amount of experimental and computational research effort has been directed at investigating the droplet generation phenomenon. Two key areas of interest can be identified: (1) the generation rate of metal droplets, which, together with the residence time of the droplets, defines the volume of metal in the foam; and (2) the size distribution of the droplets, which, together with the volume of metal in the foam, defines the surface area available for metal-slag reactions. The size distribution of the metal droplets also affects the residence time of those droplets.

Different approaches have been proposed to predict the droplet generation rate. The blowing number (B) proposed by Block *et al.*^[3] provides a criterion for the onset of splashing (Eq. [1]) considering the gas flow rate \dot{V} , the lance height h , the nozzle diameter d_n , and the cavity depth t_{cav} . The squared deviation of the blowing number to the critical blowing number was found to be directly proportional to the mass ejection rate of liquid exiting the bulk (Eq. [2]). The proportional constant $K_I/\frac{\text{kg s}^2}{\text{m}^5}$ was found to be dependent on the liquid properties and was determined to be 2.88 for water and 23 for hot metal.

BERNHARD MITAS and JOHANNES SCHENK are with the Chair of Ferrous Metallurgy, Montanuniversitaet Leoben, Franz-Josef- Straße 18, 8700 Leoben, Austria and also with the K1-MET GmbH, Stahlstraße 14, 4020 Linz, Austria. Contact email: bernhard.mitas@k1-met.com VILLE-VALTTERI VISURI is with the Process Metallurgy Research Unit, University of Oulu, 90014 Oulu, Finland.

Manuscript submitted April 20, 2022; accepted June 19, 2022.
Article published online August 16, 2022.

$$B = \frac{\dot{V}}{d_n(x + t_{cav})} \geq 4.646\sigma^{0.432} \quad [1]$$

$$\dot{m} = K_I \dot{V} (B - B_{crit})^2 \quad [2]$$

He and Standish^[4] linked the onset of splashing to the Weber number. The blowing number theory proposed by Subagyo *et al.*^[5] relates the onset of splashing formation to a dimensionless number also called the Blowing number N_B , which itself is a modified Weber number (Eq. [3]). It is the ratio between the drag force of the gas acting on the liquid surface and the geometric mean of surface tension and gravitational force.

$$N_B = \frac{u_c^2 \rho_g}{2\sqrt{\sigma g \rho_l}} \geq 1 \quad [3]$$

where ρ_g is the density of the gas at the impingement site, σ is the surface tension, g is the gravitational constant, and ρ_l is the density of the liquid. The critical gas velocity u_c was defined to be directly proportional to the axial velocity of the free turbulent jet u_t at the position of the cavity so that Eq. [3] holds. The proportional constant was found to be 0.44721. Based on computational fluid dynamic (CFD) simulations, Alam *et al.* found that the constant was dependent on the lance angle^[6] and lance height.^[7] The original correlation for droplet generation by Subagyo *et al.* was later revised by Rout *et al.*^[8] to account for the volume expansion of gas in the converter atmosphere. Sabah and Brooks^[9] noted that because the original correlation by Subagyo *et al.* was derived for a fixed lance height, it could not reproduce their results for different lance heights. Owing to its simplicity and reasonable predictive capability, the blowing number theory has been used extensively to describe the droplet generation rate in various mathematical models for the BOF,^[10–14] argon-oxygen decarburization,^[15,16] and CAS-OB processes.^[17,18]

Meanwhile, several studies have been devoted to measuring or predicting the droplet size distribution. Table I shows a compilation of experimental and numerical studies focused on the droplet size distribution. An early study on the physical modeling of droplet generation was published by Kleppe and Oeters.^[19] They conducted low-temperature splashing experiments using both water and dibromoethane (CH_2Br_2) as the liquid phase. Kleppe and Oeters also used their measurements to estimate the foaming^[20] and droplet generation rate in a full-scale BOF converter.^[21] Perhaps the most elaborate experimental work on the dependency of droplet size distribution on the operating parameters was published by Koria and Lange,^[22] who suggested that the droplet size distribution can be described using the Rosin–Rammler–Sperling (RRS) function. Based on an extensive number of high-temperature measurements, they conducted a statistical analysis to relate dimensionless momentum numbers to the parameters of the RRS distribution. As the metal droplets were collected at their place of origin, the metal droplet size

distributions reported by Koria and Lange^[22] extended to larger droplet sizes than those reported for slag samples taken from industrial vessels.

Another important study was carried out by Standish^[23] and He and Standish,^[24] who also studied the interaction of top and bottom blowing, reporting that the mean droplet size was increased by bottom blowing. While Subagyo *et al.*^[5] successfully related the Blowing number to the parameters of the RRS distribution function, their approach, similar to that of Koria and Lange,^[22] provides only a statistical explanation for the mechanisms affecting the dependency of droplet size distribution on the blowing parameters. Ji *et al.*^[25] measured droplet size distribution in a crucible larger than those employed by Koria and Lange and found that the RRS approach predicted large metal droplets that could not be found in the emulsion. The deviation was proposed to be associated with the fact that the RRS approach considers the emulsion as a homogeneous system and does not account for the coalescence and breakup of the droplets.

Recently, Haas *et al.*^[26] employed the shadowgraphy method for the direct measurement of the direction, size, and velocity of droplets generated by top blowing in a physical model. In keeping with earlier studies,^[25,27] the results by Haas *et al.*^[26] confirmed that the droplet properties depend strongly on the sampling position. Unlike in the study by Koria and Lange,^[22] the distribution exponent of the RRS distribution was found to depend strongly on the lance height. The splashing angle was reported to be less dependent on the cavity mode than what would be expected based on the changes in the cavity modes.

In the study by Li *et al.*,^[37] CFD calculations using a three-phase volume of fluid method were used to predict cavity geometries and, qualitatively, the ejection phenomena up to three seconds of blowing time. The required fine grid between the lance tip and the liquid surface led to the choice of the coarse grid resolution at ejection sites in order to achieve acceptable calculation durations.^[37] Predicted ejected mass fragments were classified as large droplets and splashed sheets. Here, the underlying splashing mechanism was attributed to the traveling of generated ripples or instabilities from inside the cavity to its boundaries. This led to instable fingers, which broke up to droplets. A consecutive study was made by Li *et al.*^[38] calculating one half of the converter domain. Using a longer initial time step and increased computational effort, the calculation of the blowing number under splashing conditions was attained.^[38] As mentioned by Li *et al.*^[38] the calculation method was unable to predict the droplet ejection phenomena of the size range found in experimental hot models. Thus, it may be concluded that while modern CFD models can capture the formation of splash sheets during top blowing, tracking the splashing of individual droplets is still computationally too expensive to replace simplistic approaches such as the blowing number theory.

To the authors' knowledge, there is no simple modeling approach that would relate the blowing parameters to the size distribution of the metal droplets in a physically sensible way. Consequently, the aim of

Table I. Experimental Studies on the Size Distribution of Metal Droplets Generated by Top Blowing

Year	Study	Vessel	Charge Weight	Liquid	Gas	Notes
1968	Meyer ^[2]	industrial BOF	230 t	hot metal	O ₂	typical sieve analysis of metal ejected through tap hole during blow
1972	Chatterjee and Bradshaw ^[28]	lab model	17.5 kg Ag, 190 kg Hg, 80 kg nonmetallic fluids	water, ethylalcohol, toluene, acetone, glycerol-water solutions, mercury, silver	air, CO ₂ , He, H ₂ , N ₂ , O ₂ , SO ₂	qualitative droplet distribution over colored drops ejected on horizontally aligned paper in the vicinity of the liquid surface
1972	Tokovoi <i>et al.</i> ^[29]	BOF	50 kg	hot metal	O ₂	three size classes; three lance heads
1973	Block <i>et al.</i> ^[3]	BOF	100 kg	hot metal, water	O ₂ , N ₂	measured distribution of droplets frozen on temporarily inserted sampling plate; proposed exponential distribution, correlated distribution to blowing parameters
1976	Nierhoff ^[30]	industrial BOF	130 and 60 t	hot metal	O ₂	measured distribution of droplets in slopped slag
1976	Resch ^[31]	industrial BOF	200 t	hot metal	O ₂	measured distribution of droplets in slag; two different blowing programs; seven sieve analyses each; slag sampling during tilted converter
1977	Baptizanskii <i>et al.</i> ^[32, 33]	—	1 kg	hot metal	O ₂	14 size classes
1984	Koria and Lange ^[22]	high-temperature model	2 kg	hot metal	O ₂	measured distribution of droplets ejected; proposed RRS distribution; analyzed dependencies of parameters to blowing conditions
1990	Kitamura and Okohira ^[34]	high-temperature model	70 kg hot metal, 140 kg water	hot metal, water	O ₂ , Ar,	measured droplet distribution
1990	Standish ^[23] and He and Standish ^[24]	lab model	2.5 kg water, 30 kg Hg	water, mercury	N ₂	measured distribution of frozen droplets; proposed normal distribution
2003	Subagyo <i>et al.</i> ^[5]	high-temperature model	50 kg (including slag)	hot metal	N ₂	measured droplet distribution; linked RRS parameters to the blowing number theory
2003	Ji <i>et al.</i> ^[25]	high-temperature model	16.3 kg + 3.2 kg	cast iron, slag	N ₂	measured droplet distribution
2009	Nordqvist <i>et al.</i> ^[35]	high-temperature model	30 kg	hot metal	O ₂ , air	typical size distribution
2011	Millman <i>et al.</i> ^[36]	BOF	6 t	hot metal	O ₂	size distribution and chemical analysis provided on a small-scale converter process
2019	Haas <i>et al.</i> ^[26]	water model	20 kg	water	air	shadowgraphy; direction, size, and velocity of droplet; linked RRS parameters to blowing conditions

this work was to develop a mathematical model that can be incorporated as part of phenomena-based process models for the BOF process and other unit processes involving splashing due to top blowing.

II. MATERIALS AND METHODS

A. Model Description: Relative Mass Ejection Rate

For high ratios of jet momentum compared to lance height, the ejection phenomena are predominantly stochastic. The droplets vary in mass over four to five orders of magnitude.^[27] If an ejection of a certain mass is triggered at a defined location on the cavity circumference, then this site is blocked for further ejection of a similar mass for the period of time needed to restore the pre-ejection state. The schematics of droplet generation, as calculated by Li *et al.*,^[38] are shown in Figure 1.

The size of the crest created after droplet formation is proportional to the droplet size. The high surface area per volume, as well as gravity, accelerates the crest downward, leading to an unlikely further ejection of a droplet of similar mass at this position directly after ejection. This is due to the inertia of the liquid mass flowing opposite to the ejection direction shortly after the previous ejection. Therefore, a duration of time exists between the initial crest formation and a liquid state at the ejection site where further droplet ejection becomes far more probable again.

This duration determines the ejection rate if the condition of sufficient activation energy for droplet ejection is always met right after an ejection-capable state is regained. It provides a measure for relative ejection rates of different droplet sizes for the case where the time between two ejections is shorter than the time needed for damping the oscillations caused by the first ejection, thus re-establishing a stagnant liquid. It is assumed that in each period, an ejection favorable geometrical condition is passed with a certain probability of ejection. This probability depends on the energy of eddies of the same magnitude and the work necessary for droplet creation. The ratio of the number of oscillators of given radii on the circumference of the cavity is taken as inversely proportional to their ratio of radii, thus allowing superpositions. A cavity circumference of 1 m manages to hold 50 potential oscillation sites of 2-cm d. and 500 potential oscillation sites of

2-mm d. If, at every upswing, an ejection occurs for both ejection site sizes oscillating with equal frequency, 10 times more 2-mm-d. droplets are formed than 2-cm-d. droplets. Despite this ratio, the 2-cm-d. droplets weigh 1000 times more than the 2-mm-d. droplets and, therefore, represent 100 times more ejected mass. It is important to model the influence of the mentioned frequency in order to successfully predict the relative mass of generated droplet sizes.

Let a half-sphere of liquid be placed on the surface of a stagnant liquid of the same kind or removed from it with its midpoint at the undisturbed surface. The subsequent motion of the fluid shall be defined over a simple harmonic oscillator given by a spring-mass system, with the spring constant determined by the energy of the initial protrusion stored as path-independent work over the displacement taken as the radius of the half-sphere. The resulting energy balance is given by

$$\Delta E = \int_0^R ks ds = \left(\frac{1}{2}4 - 1\right)R^2\pi\sigma + \left(\frac{3}{8}R\right)\frac{1}{2}\left(\frac{4}{3}R^3\pi\right)\rho g \quad [4]$$

where R is the radius of the considered protrusion, k is the spring constant, s is the displacement of the spring from the equilibrium position, σ is the surface tension, ρ is the density of the liquid, and g is the gravitational constant. The position of the half-sphere's center of gravity is at a distance of $\frac{3}{8}R$ from the base. The added surface area of a considered oscillation site of $R^2\pi$ is half the surface area of a sphere subtracting the base ($R^2\pi$) surface. It is assumed that the indistinct oscillating mass m is equal to the mass of a sphere having the same radius. The frequency f of a one-dimensional simple harmonic oscillator described by a spring-mass system with the spring obeying Hooks law is given by

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}} \quad [5]$$

The frequency of an oscillating site with a given radius R and a spring constant defined by Eq. [4] can be calculated by

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\frac{1}{2}\rho_l g R^2 + 2\sigma}{\frac{4}{3}R^2\rho_l}} \quad [6]$$

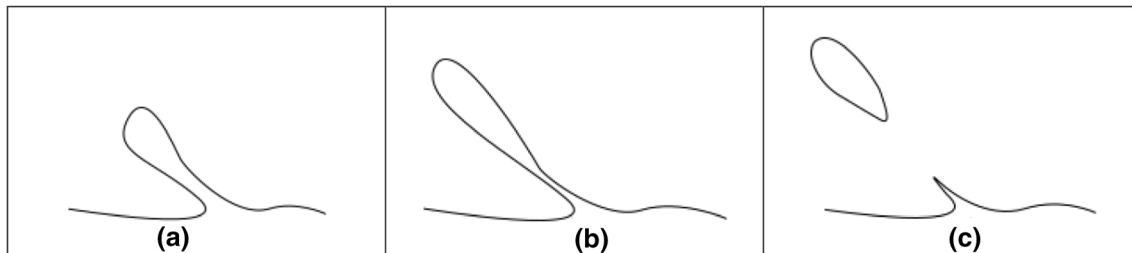


Fig. 1—(a) Excitation or finger, (b) the narrowing neck occurs while the mass center of the forming droplet travels further, and (c) the droplet separation leaves the crest at the ejection site behind.

The mass flux rate \dot{m} of a given droplet size exiting the cavity is proportional to the probability X of an oscillating mass gaining sufficient excess energy, during one period, for ejection. The mass ejection rate is also proportional to the number of oscillators fitting on the cavity circumference ($\propto \frac{1}{R}$), the mass of a single droplet m , and the frequency of the oscillation sites:

$$\dot{m} \propto X(R) \frac{1}{R} m(R) f(R) \quad [7]$$

Eddies of the same magnitude as the droplets contribute to the energy available for ejection. By using Kolmogorov's energy spectra, an eddy's energy in a completely turbulent field is given as $\propto L^{\frac{5}{3}}$, with L being the characteristic length of an eddy. Considering the droplet separation mechanism shown in Figure 1, the energy necessary for successful separation was assumed to be predominately dependent on surface energy and, therefore, $\propto R^2$. A possibility for taking the gravitation influence on ejected liquid mass into account would be to apply the geometric mean of the volume and the area term, $(R^2 R^2)^{\frac{1}{2}}$. A relationship for the mass flow rate can be calculated.

$$X(R) \propto \frac{R^{\frac{5}{3}}}{R^2} \quad [8]$$

$$\dot{m} \propto \frac{1}{\sqrt[3]{R}} \frac{1}{R} m(R) f(R) \quad [9]$$

With this equation, it is already possible to calculate the relative mass flows of given droplet radii. In order to calculate the stochastic fraction of the ejected droplet size distribution, the definition of the upper and lower limits of the population is necessary. The lower limit is modeled over the liquid momentum boundary layer.^[19]

The main assumptions for the relative mass ejection rate can be summarized as follows.

- (1) Periodic favorable droplet ejection conditions are occurring for droplet generation along the circumference of the outer cavity. The probability of an ejection occurring during favorable conditions depends on the energy of turbulent eddies being of the same size as the droplet to be produced.
- (2) Droplet ejection is further dependent on the surface tension that has to be overcome for successful separation. Viscosity effects are considered negligible.
- (3) The frequency of the ejection favorable conditions occurring at a cavity position can be described using a spring-mass system. The spring constant and, therefore, the force acting against ejection are described by using a protruded half-sphere as the defining state. The force acting on the protruding liquid is described using this spring constant for sufficient protrusion lengths.

B. Validation Data

When studying gas–liquid impingement phenomena, most authors focused on the mass flow rates exiting the bulk metal phase and the metal fraction momentarily in the emulsion. Few authors provided sufficient data regarding the size distribution of the generated droplets. Often, the sampling methods led to the alteration of the measured distribution due to slow sample removal and retrieval in a carrier phase. The focus of this research was the calculation of the ejected distribution. The work of Koria and Langes^[27] was the only research that met the criteria needed where a gas–liquid impingement experiment was set up under simulated steelmaking conditions. Their research provided sufficient data concerning ejected droplet distribution, measured without slag interaction, where the droplets had no significant energy barrier to overcome.

C. Upper Limit of the Droplet Distribution r_1

For a radius equal to an infinitesimal diminished upper droplet distribution limit r_1 , there is a positive ejection probability for a specific system of gas–liquid jet impingement (Figure 2). To predict this boundary value, a force balance has to be defined. Given the momentum flow of the gas exiting the cavity, the calculation of the highest possible force acting on a droplet of radius R is possible considering the fraction of the cavity circumference occupied by the droplet. If a spherical liquid element protrudes into the cavity, the area blocked for the exiting gas relative to the maximum blocked area for equal intrusion depth is $4/\pi$. In Figure 3, the cavity is seen from above (gray) with a droplet protruding at the circumference into the cavity (orange). The entering and exiting jet momentums are assumed to be perfectly and symmetrically distributed. The shown sector exhibits an influx and outflow of $\frac{2R}{2\pi r_{cav}}$ times the total gas flux.

The maximum force acting on the protrusion opposite to gravity would then be

$$F_{max} = F_{tot} \frac{2R}{2\pi r_{cav}} \frac{\pi}{4} \quad [10]$$

where r_{cav} is the cavity radius. For the limiting instance, this force would be the gravitational force of the droplet and the force of surface tension, leading to the equation for the upper limit r_1 of the droplet distribution.

$$F_{max} = F_{\gamma} + F_{\sigma} \quad [11]$$

$$F_{\gamma} = \frac{4}{3} R^3 \pi g \rho_l \quad [12]$$

$$F_{\sigma} = 4\pi R \sigma \quad [13]$$

$$r_1 = \sqrt{\frac{3}{4\rho_l g \pi} \left(\frac{F_{tot}}{4r_{cav}} - 4\sigma \pi \right)} \quad [14]$$

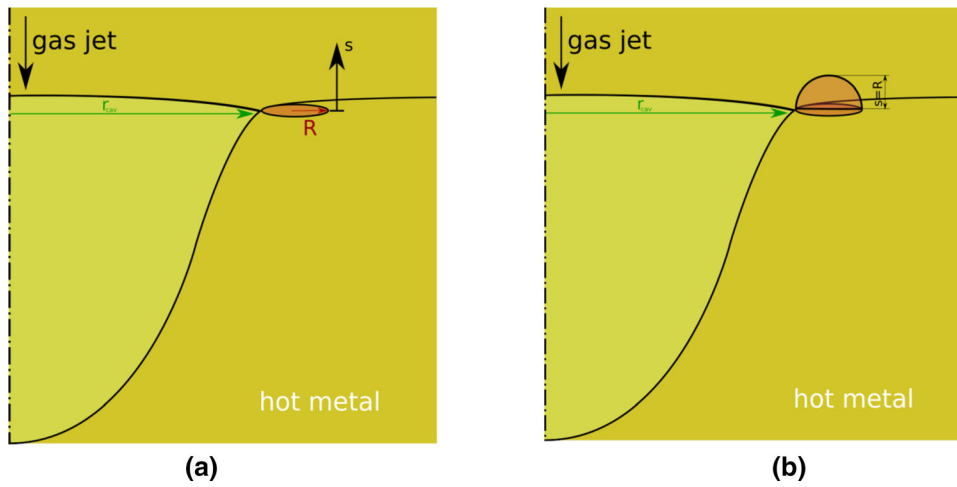


Fig. 2—(a) Oscillation site of radius R at displacement $s = 0$, $E_\gamma = 0$, $E_\sigma = R^2\pi\sigma$ and (b) displacement $s = R$, $E_\gamma = \left(\frac{3}{8}R\right)\frac{1}{2}\left(\frac{4}{3}R^3\pi\right)\rho g$, $E_\sigma = 2R^2\pi\sigma$.

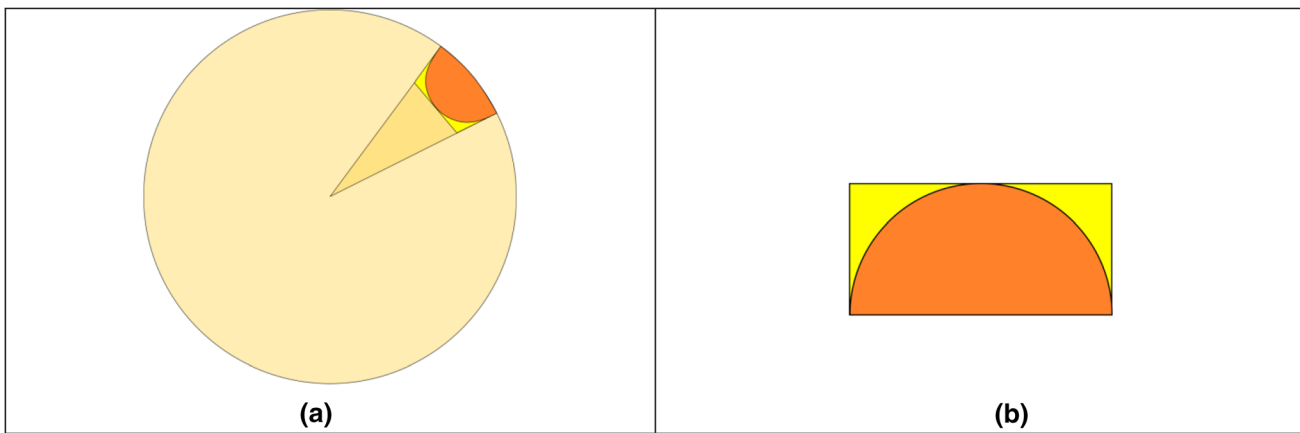


Fig. 3—(a) Cavity from above (gray) and protruding droplet (orange); (b) Detailed sketch for area ratio constant $4/\pi$ (half-circle per square).

The assumptions to be considered in the model upper distribution limit.

- (1) The empirical cavity geometry formulas of Koria and Lange^[39] are applicable for the experiments.
- (2) The cavity shape can be approximated as a paraboloid of revolution.
- (3) The hydrostatic force calculated from the paraboloid can be taken as a conservative upper limit of the vertical component of the jet exiting the cavity.
- (4) The flow inward and outward of the cavity is symmetrical.
- (5) The upper droplet distribution limit is modeled using the state of a droplet protruding halfway horizontally into the cavity.
- (6) The maximal force acting on the protruded droplet is proportional to the ratio of the area blocked for the exiting jet. This is relative to the rectangle defined by the maximum intrusion point and the droplet diameter.
- (7) The drag force acting on the protrusion counteracts the full gravitational force of the sphere defined by the protrusion radius.

- (8) The generated surface, per spatial deviation of the protrusion, can be modeled by the axial extension of a liquid cylinder out of the same fluid, leading to a force of $F_\sigma = 2\pi R\sigma$.
- (9) The relevant retaining force attributed to surface tension effects considering droplet separation phenomena can be taken as twice the modeled force ($F_\sigma = 4\pi R\sigma$).

III. RESULTS AND DISCUSSION

In the following, the cumulative weights of metal droplets measured in the experimental setups of Koria and Lange^[22] were compared with the calculated values for the same experimental setups. For the calculation, the following adaptations of the model were applied. The calculated graphs were shown to be insensitive to a further reduction of the lower droplet limit; therefore, in demonstrated calculations, the lower population boundary is zero. For single- and multihole lances, a correction of the upper droplet distribution limit was applied.

$$r_{1,calculated} = 2.7 \cdot r_{1,model} \quad [15]$$

The surface tension was taken as 1.5 J/m^2 , and the liquid density was assumed to be 6580 kg/m^3 .^[40] The cavity profile was calculated as a parabola with the characteristic measurements taken from empirical correlations given in the work of Koria and Langes.^[39] The cavity exiting gas jet momentum was calculated in accordance with the capability of the jet maintaining the cavity shape. A summary of the test conditions applied to the model is shown in Table II.

Figure 4 shows the cumulative weight of the droplets for four different dimensionless lance heights (x/d_e) as a function of droplet size. The ratios of the mass ejection rates are in good agreement for the majority of the blowing parameters. The most significant deviations are exhibited for the 5 bar backpressure and a dimensionless lance distance of 50. For all published single-hole cumulative weight data sets with zero wall height, the Pearson R^2 is 0.979, indicating a very good statistical agreement with the predicted and measured values. The two-tailed

Table II. The Conditions Used for Model Testing

d_e	1.2 mm
F_{tot}	hydrostatic force of volume of paraboloid of revolution defined over r_{cav} and t_{cav}
ρ_l	6580 kg/m^3
r_0	0
r_1	$2.7 \times r_1$ from Eq. [1]
r_{cav}	As given in Ref. 40, Eq. [12]
σ	1.5 N/m

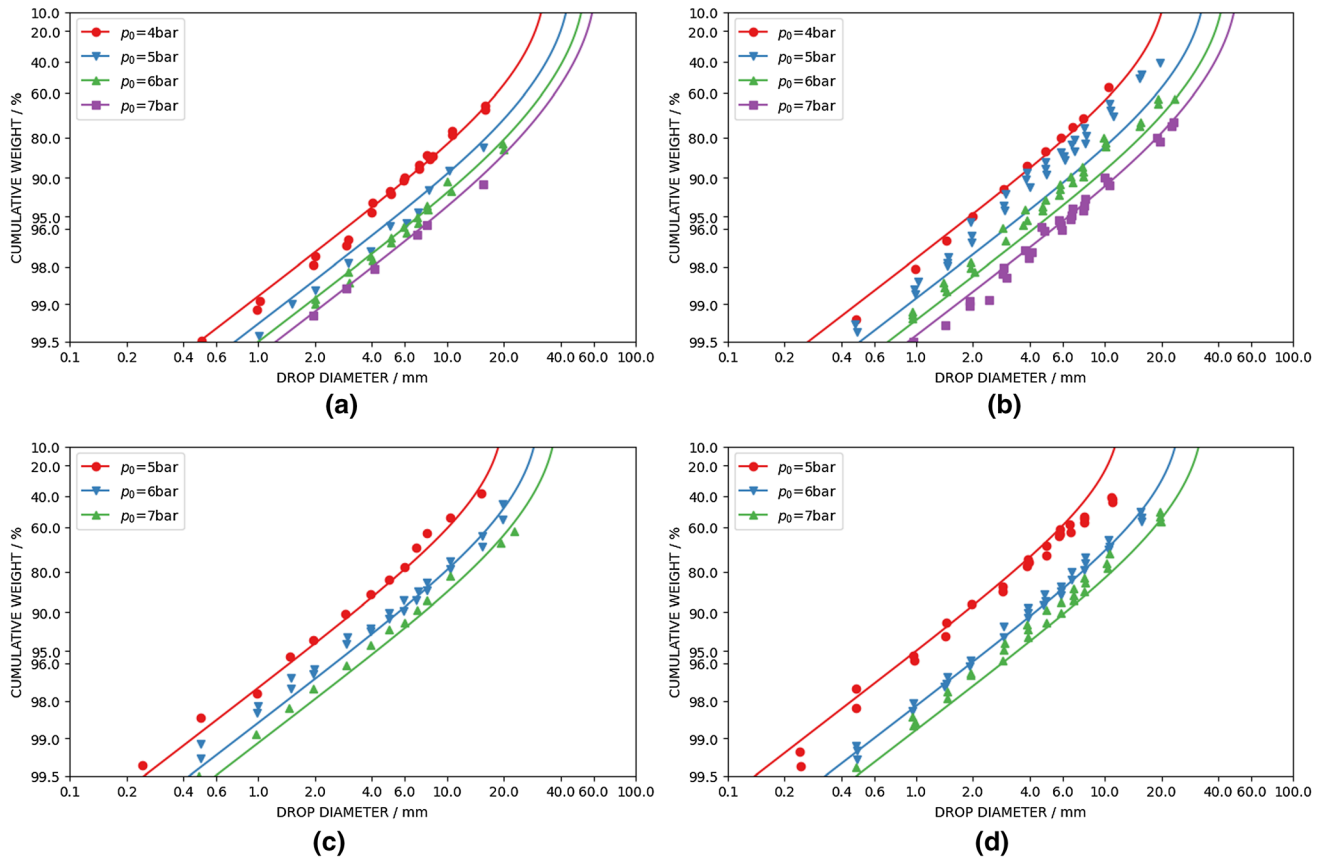


Fig. 4—Predicted and measured^[27] cumulative mass of ejected droplet population for a single-hole lance.

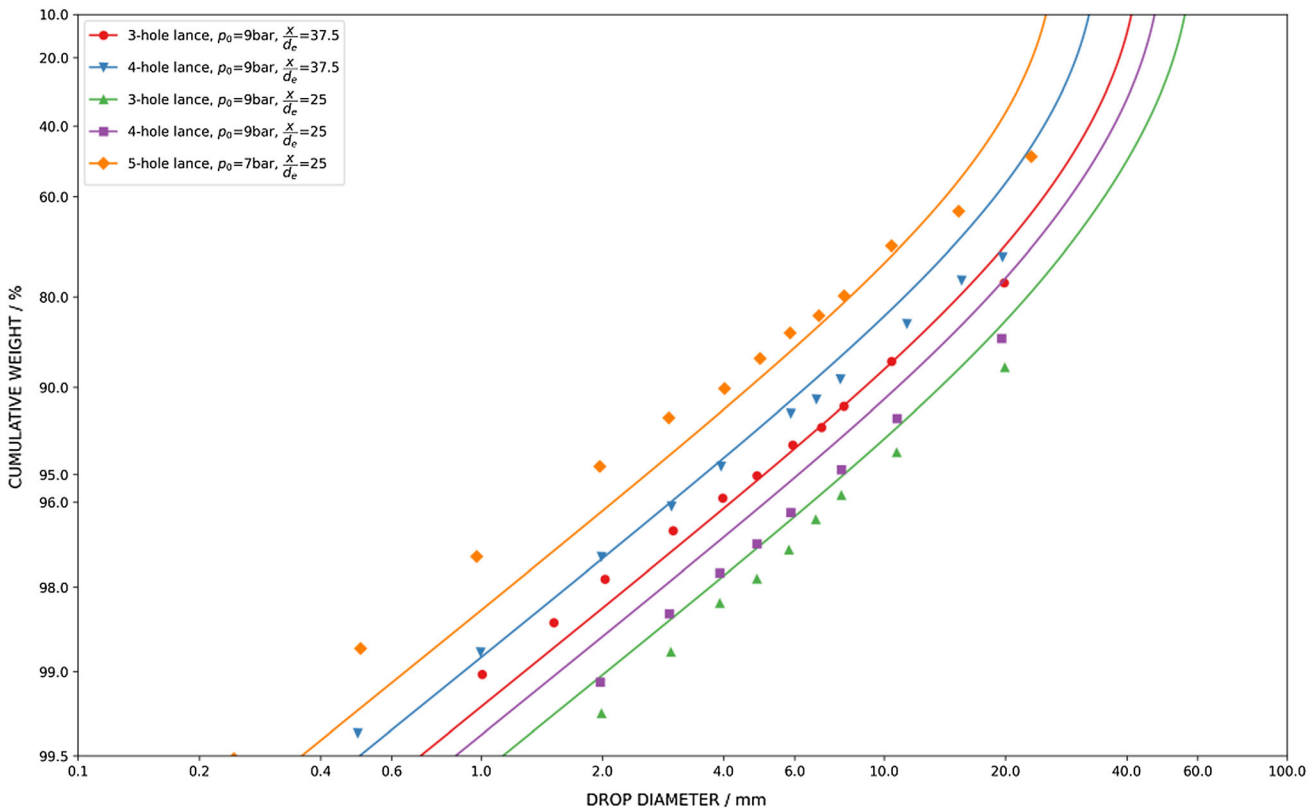


Fig. 5—Predicted and measured^[27] cumulative mass of ejected droplet population for multihole lances.

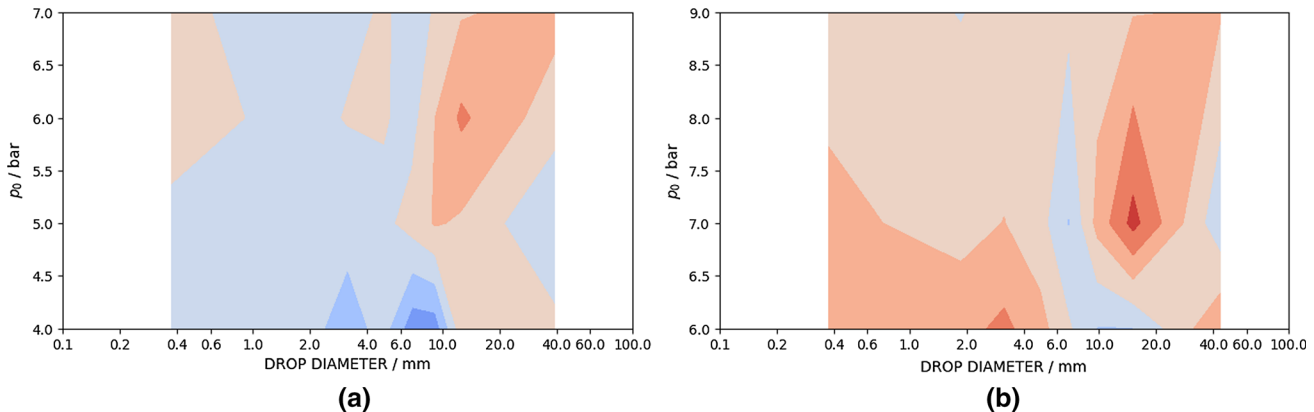


Fig. 6—Qualitative prediction error. Overprediction is red and underprediction is blue for single-hole lance data (left) and multihole lance data (right). Validation data from Korja and Lange.^[27] (Color figure online).

p -value is on the order of 10^{-262} , which is the probability that the correlation of the validation data to the model would have been caused randomly.

Figure 5 shows the cumulative weight fraction of droplets for three- and four-hole lances at different lance heights as a function of droplet diameter. The predictions are, in all cases, less accurate than those with the one-hole lance. The change in cumulative mass increase to smaller droplets is tendentially smaller than predicted, thus underpredicting the smaller size fractions of droplets. The R^2 value was calculated as 0.983, and the two-tailed p -value was on the order of 10^{-39} .

Figure 6 shows the average prediction deviation for a fraction of the droplet population close to a diameter on the abscissa. For example, it is seen that with single-hole experiments at 4 bar and multihole experiments at 6 bar, the model predictions for the weight fraction of droplets with diameters close to 10 mm are less than the experimental readings indicated by the blue color in the plot. For the droplets smaller than 6 mm, an overprediction tendency for the multihole blowing experiments and an underprediction tendency for the single-hole blowing experiments, independent of the back pressure, are indicated. The largest deviation was found in the

Table III. Comparison of Predicted and Measured RRS Size Distribution Parameters

x/d_e	p_0 (bar)	d' (mm)		N	
		Predicted (This Work)	Measured ^[22]	Predicted	Measured ^[22]
37.5	4	39.99	38.82	1.215	1.123
	5	59.28	67.08	1.234	1.241
	6	74.94	92.22	1.255	1.172
	7	87.93	120.83	1.278	1.166
50	4	22.55	19.12	1.206	1.230
	5	41.34	26.55	1.216	1.166
	6	56.51	43.87	1.230	1.264
	7	69.3	66.18	1.247	1.307
60	4	9.99	10.70	1.202	1.442
	5	30.32	19.92	1.209	1.259
	6	45.08	36.78	1.220	1.193
	7	57.63	50.17	1.232	1.226
70	5	20.91	16.99	1.205	1.253
	6	35.71	37.58	1.212	1.125
	7	47.97	45.62	1.222	1.178
80	5	11.82	12.12	1.203	1.245
	6	27.64	25.02	1.208	1.216
	7	39.75	32.01	1.215	1.217

region of the largest droplets. The model for the upper droplet distribution limit is responsible for this deviation.

A. Single- and Multihole Correction (Correction Factor r_1)

The gas exiting the cavity is subjected to momentum variations.^[41] This gas momentum is not uniform along the circumference of the cavity and in time. If we let the calculated effective momentum be the expectation of a random variable, then we conclude that the effective local momentum for ejection leading to the 2.7-fold value of the upper droplet distribution limit has a negligible probability of occurrence. Further deviations could originate from the empirical equations used for the cavity geometry predictions.

B. Size Distribution Function

Koria and Lange^[22] proposed that the size distribution of metal droplets can be described well using the RRS distribution function, defined as follows:

$$R = 100 \exp \left[- \left(\frac{d}{\bar{d}} \right)^n \right] \quad [16]$$

where R is the cumulative weight of droplets (in percentage), d is the droplet diameter, \bar{d} is a fineness parameter that is equal to the statistical droplet size for $R = 36.8$ pct, and n is the distribution exponent that is a parameter for the homogeneity of the size distribution. The results for the RRS function parameters reported by Koria and Lange^[22] and those calculated using the model presented in this work are shown in Table III. As for the fineness parameter \bar{d} , the

predicted values are, on average, slightly larger than those measured by Koria and Lange.^[22] The mean absolute percentage error is 19 pct, but despite the scatter, the statistical agreement ($R^2 = 0.89$) is reasonably good. In fact, the predicted direction of change in the value of \bar{d} following a change in dimensionless lance height or backpressure is correct for all the cases given in Table III. The predicted distribution exponent n is in close agreement with the measured values: the predicted average value of $n = 1.22$ matches the measured average value of $n = 1.22$, while the mean absolute percentage error and mean absolute error are only 5 pct and 0.06, respectively. However, the model predicts more variation in the value of the parameter n than what was reported experimentally by Koria and Lange^[22]; consequently, the statistical agreement is poor ($R^2 = 0.05$). All in all, it can be concluded that while the accuracy of the model for determining the RRS distribution parameters is only satisfactory, it can still reliably estimate their correct order of magnitude.

IV. FURTHER USE OF THE MODEL

This work aimed to develop a mathematical model that can be incorporated as part of the phenomena-based BOF process models. Short calculations are needed in online prediction software; therefore, it is preferable to have submodels that are computationally light. The typical calculation time for the cases presented in this article was 200 ms using python 3.9 on an intel i7-8750H without any considerations regarding performance optimization. This indicates that the model is sufficiently fast for online applications, especially if the fluid flow field is assumed to be steady state.

V. CONCLUSIONS

A mathematical model was developed that can be used as a part of phenomena-based process models for unit processes involving splashing due to top blowing. Considering the basic nature of the model, these depictions provide interesting insight into the possible mechanisms involved in droplet formation and their creation. The prediction accuracy for single-hole setups is high, and that for multihole setups is acceptable. Additional model adaptations could increase the multihole prediction accuracy. There are no defined criteria for successful mass escape, and all the experimental data used for evaluation originated from setups performed with a container wall height near zero. The model was applied for predicting the size distribution parameters of the RRS size distribution function. The distribution parameters obtained were in close agreement with those reported in the literature. Finally, it can be concluded that the model is sufficiently fast to be integrated as a part of fundamental mathematical models for the BOF process also in online use.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors gratefully acknowledge the funding support of K1-MET GmbH, metallurgical competence center. The research program of the K1-MET competence center is supported by COMET (Competence Center for Excellent Technologies), the Austrian program for competence centers. COMET is funded by the Federal Ministry for Climate Action, Environment, Energy, Mobility, Innovation and Technology, the Federal Ministry for Digital and Economic Affairs, the Federal States of Upper Austria, Tyrol, and Styria as well as the Styrian Business Promotion Agency (SFG) and the Standortagentur Tyrol. Furthermore, Upper Austrian Research continuously supports K1-MET. Besides the public funding from COMET, the research projects are partially financed by participating scientific partners and industrial partners. Professor Timo Fabritius is acknowledged for allowing Mr. Mitas to conduct part of the research at the University of Oulu. The work by Dr. Visuri was conducted within the framework of the FFS project funded by Business Finland.

CONFLICT OF INTEREST

The corresponding author states that there is no conflict of interest.

FUNDING

Open access funding provided by Montanuniversität Leoben.

OPEN ACCESS

This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License, which permits use, sharing, adaptation, distribution and reproduction in any medium or format, as long as you give appropriate credit to the original author(s) and the source, provide a link to the Creative Commons licence, and indicate if changes were made. The images or other third party material in this article are included in the article's Creative Commons licence, unless indicated otherwise in a credit line to the material. If material is not included in the article's Creative Commons licence and your intended use is not permitted by statutory regulation or exceeds the permitted use, you will need to obtain permission directly from the copyright holder. To view a copy of this licence, visit <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>.

APPENDIX

The calculation of mass fraction of droplets greater than $R = 2.5$ mm from a droplet population ejected using a single-hole lance operated at 4 bar and 37.5 dimensionless lance height (Figure 4(a), 4 bar):

$$p_0 = 4 \text{ bar}$$

$$\frac{x}{d_e} = 37.5$$

$$d_e = 1.2 \text{ mm}$$

The cavity depth and diameter are calculated according to Korja and Lange:^[39]

$$t_{cav} = 37.7 \text{ mm}$$

$$r_{cav} = 30.955 \text{ mm}$$

Therefore, the hydrostatic force of the paraboloid can be computed as

$$F_{tot} = 3.63 \text{ N}$$

Using Eq. [14] and the conditions in Table II, the upper distribution limit is found:

$$r_1 = 17 \text{ mm}$$

$$(R_1 = 16.889 \text{ mm})$$

Incorporating Eq. [9] in Eq. [A1], the calculation of the weight fraction of droplets with radii greater than 2.5 mm is achieved.

$$w(R) = \frac{\int_R^{r_1} m dr}{\int_{r_0}^{r_1} m dr} \quad [\text{A1}]$$

With $R = 2.5 \times 10^{-3}$, we calculate numerically, using `scipy.integrate.quad`, that 92 wt pct of the ejected droplets are bigger than 5 mm in diameter. All droplets smaller than 5 mm in diameter account for only 8 wt pct of the total ejected mass.

The weight fractions of droplets $R_0 < R < R_1$ can be evaluated using Eq. [A2]:

$$w(R) = \frac{\int_{R_0}^{R_1} \dot{m} dr}{\int_{r_0}^{r_1} \dot{m} dr} \quad [\text{A2}]$$

For a lower droplet class bound R_0 of 1 mm and upper droplet class bound of R_1 of 2.5 mm, results show that this size class amounts to 5 wt pct of all droplets ejected at this blowing condition.

NOMENCLATURE

B	Blowing number after Block, ^[3] m/s
d'	RRS distribution parameter, m
d_n	Lance nozzle exit diameter, m
E	Energy, J
F_{\max}	Maximum force action on a droplet of given size, N
F_{tot}	Total hydrostatic force of cavity, N
K_l	Mass ejection constant after Block, ^[3] $\frac{\text{kg s}^2}{\text{m}^3}$
k	Spring constant, N/m
\dot{m}	Metal mass ejection rate exiting cavity, kg/s
N_B	Blowing number after Subagyo ^[5]
N	RRS distribution parameter, 1
p_0	Supply pressure nozzle, Pa
R	Radius of the oscillation site (radius of the potential ejected droplet), m
RRS	RRS distribution function, 1
r_{cav}	Radius of cavity, m
S	Protrusion extent or excitation length, m
t_{cav}	Depth of cavity, m
u_c	Critical gas velocity at cavity after Subagyo blowing number ^[5]
\dot{V}	Oxygen blown, Nm^3/s
w	Cumulative weight, 1
x	Lance height, m

GREEK LETTERS

ρ_g	Density gas
ρ_l	Density liquid
σ	Surface tension liquid to gas, N/m

SUBSCRIPTS

0	Stagnant supply condition blowing lance
cav	Cavity variable
g	Gas variable
γ	Gravity component

l	Liquid variable
σ	Surface tension component

REFERENCES

1. N.A. Molloy: *J. Iron Steel Inst. Lond.*, 1970, vol. 208, pp. 943–50.
2. H.W. Meyer, W.F. Porter, G.C. Smith, and J. Szekeley: *J. Met.*, 1968, vol. 20, pp. 35–42.
3. F.-R. Block, A. Masui, and G. Stolzenberg: *Arch. Eisenhüttenwes.*, 1973, vol. 44, pp. 357–61.
4. Q.L. He and N. Standish: *ISIJ Int.*, 1990, vol. 30, pp. 305–09.
5. G.B. Subagyo, K.S. Coley, and G.A. Irons: *ISIJ Int.*, 2003, vol. 43, pp. 983–89.
6. M. Alam, G. Irons, G. Brooks, A. Fontana, and J. Naser: *ISIJ Int.*, 2011, vol. 51, pp. 1439–47.
7. M. Alam, J. Naser, G. Brooks, and A. Fontana: *ISIJ Int.*, 2012, vol. 52, pp. 1026–35.
8. B.K. Rout, G. Brooks, M.A. Rhamdhani, and Z. Li: *Metall. Mater. Trans. B*, 2016, vol. 47B, pp. 3350–61.
9. S. Sabah and G. Brooks: *Metall. Mater. Trans. B*, 2015, vol. 46B, pp. 863–72.
10. N. Dogan, G.A. Brooks, and M.A. Rhamdhani: *ISIJ Int.*, 2011, vol. 51, pp. 1086–92.
11. N. Dogan, G.A. Brooks, and M.A. Rhamdhani: *ISIJ Int.*, 2011, vol. 51, pp. 1093–1101.
12. N. Dogan, G.A. Brooks, and M.A. Rhamdhani: *ISIJ Int.*, 2011, vol. 51, pp. 1102–09.
13. B.K. Rout, G. Brooks, M. Akbar Rhamdhani, Z. Li, F.N.H. Schrama, and A. Overbosch: *Metall. Mater. Trans. B*, 2018, vol. 49B, pp. 1022–33.
14. R. Sarkar, P. Gupta, S. Basu, and N.B. Ballal: *Metall. Mater. Trans. B*, 2015, vol. 46B, pp. 961–76.
15. V.-V. Visuri, M. Järvinen, A. Kärnä, P. Sulasalmi, E.-P. Heikkinen, P. Kupari, and T. Fabritius: *Metall. Mater. Trans. B*, 2017, vol. 48B, pp. 1850–67.
16. V.-V. Visuri, M. Järvinen, A. Kärnä, P. Sulasalmi, E.-P. Heikkinen, P. Kupari, and T. Fabritius: *Metall. Mater. Trans. B*, 2017, vol. 48B, pp. 1868–84.
17. M. Järvinen, A. Kärnä, V.-V. Visuri, P. Sulasalmi, E.-P. Heikkinen, K. Pääskylä, C. de Blasio, S. Ollila, and T. Fabritius: *ISIJ Int.*, 2014, vol. 54, pp. 2263–72.
18. A. Kärnä, M. Järvinen, P. Sulasalmi, V.-V. Visuri, S. Ollila, and T. Fabritius: *Steel Res. Int.*, 2018, vol. 89, p. 1800141.
19. W. Kleppe and F. Oeters: *Arch. Eisenhüttenwes.*, 1977, vol. 48, pp. 139–43.
20. W. Kleppe and F. Oeters: *Arch. Eisenhüttenwes.*, 1977, vol. 48, pp. 193–97.
21. W. Kleppe and F. Oeters: *Arch. Eisenhüttenwes.*, 1976, vol. 47, pp. 271–75.
22. S.C. Koria and K.W. Lange: *Metall. Mater. Trans. B*, 1984, vol. 15B, pp. 109–16.
23. N. Standish: *ISIJ Int.*, 1989, vol. 29, pp. 455–61.
24. Q.L. He and N. Standish: *ISIJ Int.*, 1990, vol. 30, pp. 356–61.
25. F. Ji, M. Rhamdhani, M. Barati, K.I.S. Coley, G.A. Brooks, G.A. Irons, and S. Nightingale: *High Temp. Mater. Processes*, 2003, vol. 22, pp. 359–68.
26. T. Haas, A. Ringel, V.-V. Visuri, M. Eickhoff, and H. Pfeifer: *Steel Res. Int.*, 2019, vol. 90, p. 1900177.
27. S.C. Koria and K.W. Lange: *Arch. Eisenhüttenwes.*, 1984, vol. 55, pp. 581–84.
28. A. Chatterjee and A.V. Bradshaw: *J. Iron Steel Inst. Lond.*, 1972, vol. 210, pp. 179–87.
29. O.K. Tokovoi, A.I. Stroganov, and D.Y. Povolotskii: *Steel USSR*, 1972, pp. 116–17.
30. H.J. Nierhoff: *Stoffumsatz an den Metalltropfen in den Schlacken bei den Sauerstoffaufblasverfahren*, 1976.
31. W. Resch: *Die Kinetik der Entphosphorung beim Sauerstoffaufblasverfahren für phosphorreiches Roheisen*, 1976.
32. V.I. Baptizanskii, V.B. Okhotskii, K.S. Prosvirin, G.A. Shchedrin, Y.A. Ardekyan, and A.G. Velichko: *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Chern. Metall.*, 1977, pp. 329–31.

33. V.I. Baptizmanskii, V.B. Okhotskii, K.S. Prosvirin, G.A. Shchedrin, Y.A. Ardekyan, and A.G. Velichko: *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Chern. Metall.*, 1977, pp. 551–52.
34. S.-Y. Kitamura and K. Okohira: *Tetsu-to-Hagané*, 1990, vol. 76, pp. 199–206.
35. A. Nordqvist, A. Tilliander, K. Grönlund, G. Runnsjö, and P. Jönsson: *Ironmaking Steelmaking*, 2013, vol. 36, pp. 421–31.
36. M. Millman, A. Kapilashrami, M. Bramming, and D. Malmberg: *Imphos: Improving Phosphorus Refining*, Publications Office, European Commission, Brussels, 2011.
37. Q. Li, M. Li, S. Kuang, and Z. Zou: *Metall. Mater. Trans. B*, 2015, vol. 46B, pp. 1494–1509.
38. M. Li, Q. Li, S. Kuang, and Z. Zou: *Ind. Eng. Chem. Res.*, 2016, vol. 55, pp. 3630–40.
39. S.C. Korla and K.W. Lange: *Steel Res.*, 1987, vol. 58, pp. 421–26.
40. U. Mittag and K.W. Lange: *Stahl Eisen*, 1975, vol. 95, pp. 114–17.
41. K.W. Lange and S.C. Korla: *Inst. Wiss. Film Göttingen*, 1983, vol. 8, pp. 3–17.

Publisher's Note Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

17 Artikel 2

Schlackenstandsbestimmung im LD-Konverter

Copyright Maenken Kommunikation GmbH. Reproduced with permission.

Schlackenstandbestimmung im LD-Konverter

Überlaufen des Reaktionsgefäßes lässt sich durch verschiedene Methoden vorhersagen

AUTOREN: Bernhard Mitas, K1-MET, Prof. Dr. Johannes Schenk, Lehrstuhl für Eisen- und Stahlmetallurgie, Montanuniversität Leoben.
bernhard.mitas@k1-met.com

DARUM GEHT'S: Während des Linz-Donawitz-Prozesses (LD-Prozess) kann es zum Überlaufen des Reaktionsgefäßes kommen. Die dadurch für den Prozess verlorene Schlacke beinhaltet wesentliche Teile des Produktes, Stahl, und führt zu erhöhter Unsicherheit der chemischen Endanalyse. In diesem Artikel werden Methoden vorgestellt, welche dieses unerwünschte Prozessphänomen vorhersagen.

Im Hochofenprozess wird Koks gemeinsam mit Eisenerz eingesetzt, um Roheisen zu erhalten. Dabei wird das flüssige Eisen mit Kohlenstoff gesättigt. Weiters reichern sich Begleitelemente aus dem Eisenerz, wie z.B. Phosphor im Roheisen an. Um anschließend aus Roheisen Stahl zu erzeugen, wird der Linz-Donawitz-Prozess (LD-Prozess) angewendet. Im LD-Konverter wird über eine Blaslanze Reinsauerstoff mit Überschallgeschwindigkeit auf das zu raffinierende, schmelzflüssige Roheisenbad geblasen, wodurch der Kohlenstoff- und Phosphorgehalt des Eisens reduziert wird.

Hinleitung

Der LD-Prozess wird auch BOF (basic oxygen furnace) oder BOS (basic oxygen steelmaking) genannt. „Basic“ bezieht sich auf die basische Feuerfestausmauerung (Magnesia- oder Dolomit-Steine) des Konverters, im Unterschied zum sauer (silikatisch) ausgemauerten Bessemer Konverter des 19. Jahrhunderts. Der LD-Konverter entwickelte sich zum dominierenden Stahlerzeugungsprozess, da er wesentlich geringere Investitionskosten als der Siemens-Martin Ofen aufweist und qualitativ konkurrenzfähig ist^[1]. Seit der Inbetriebnahme des ersten Konver-

Weiches und hartes Blasen im Vergleich

Prozessverhalten in Abhängigkeit von der Lanzenposition im LD-Verfahren

	Weiches Blasen	Hartes Blasen
Lanzenabstand	0,75 – 2 m	0,2 – 1 m
Eisenmassenauswurf	Gering	Hoch
Größenverteilung	Großer Feinanteil der versprühten Masse	Geringer Feinanteil der versprühten Masse
Eisen(II)-Oxid je Nm ³ Sauerstoff	Hoher Anteil an Eisen(II)-Oxid je Nm ³ Sauerstoff	Geringer Anteil an Eisen(II)-Oxid je Nm ³ Sauerstoff

Tabelle 1

ters, 1952 in Linz, wurde das Prinzip des Sauerstoffaufblasverfahrens in vielfältigen Varianten implementiert. Bodenspüler wurden eingesetzt, um niedrigere Endphosphorgehalte zu erreichen und hoch phosphorhaltigem Roheiseneinsatz wurde durch das kombinierte Einblasen von Sauerstoff und Kalk begegnet (LD-AC oder OLP). Um chromschonendes Frischen zu ermöglichen, wurde der LD-Prozess bis zu einem Kohlenstoffgehalt von 1 wt% angewendet und unter Vakuum in Folgeaggregaten endgefrischt^[2]. Seit 70 Jahren wird der Prozess technisch und ökonomisch erfolgreich angewendet, dennoch treten damals wie heute Unregelmäßigkeiten in der Prozessführung auf. Da der Prozess auch in Zukunft noch eine wichtige Rolle spielen wird, sind Investitionen in seine Verbesserungen wichtig^[3].

Zu Beginn des Prozesses wird das Roheisenbad aus großem Abstand („weiches Blasen“, siehe Tabelle 1) mit Reinsauerstoff angeblasen. Der hohe Impuls des Überschallstrahles ermöglicht den direkten Kontakt zwischen Gasstrahl und Roheisen. Während des „weichen Blasens“ werden erhebliche Massen an Eisen oxidiert und in die Schlackenphase übergeführt. Kalk, der zugesetzt wurde, um

eine ausreichende Absorptionskapazität für Phosphor in der Schlacke zu gewährleisten, löst sich langsam auf. Die Lanze wird im weiteren Prozessverlauf etwas abgesenkt. Dadurch steigt die Energiedichte des Gasstrahles an der Metalloberfläche bei sonst gleichbleibenden Prozessparametern. Mit geringer werdendem Abstand zwischen Lanze und Roheisenbad wird die Interaktion zwischen Gasstrahl und Roheisenbad heftiger und es wird mehr Roheisen je Zeiteinheit („hartes Blasen“, Tabelle 1) versprüht. Das versprühte Roheisen wird von der Schlacke aufgenommen und es entsteht eine Emulsion aus Roheisen als disperse Phase und Schlacke als kontinuierliche Phase. An der Grenzfläche innerhalb der Emulsion findet ein Stoffaustausch statt. Der im Roheisen gelöste Phosphor wird in der Schlacke abgebunden. Das Eisen(II)-Oxid der Schlacke reagiert mit dem im Roheisen gelösten Kohlenstoff zu Kohlenmonoxid und das dabei entstehende Gas bewirkt ein Aufschäumen der Emulsion. Ein Überlaufen der aufschäumenden Schlacke ist ein kostspieliges und die Sicherheit der Mitarbeiter gefährdendes Ereignis, welches vermieden werden soll. Dazu ist es notwendig Prozesssituationen zu erkennen,

Abstand zwischen dem Wellen-reflektierenden Objekt und Sender errechnen. Um diese Methode für die Schlackenhöhenmessung anzuwenden, wurden Radargeräte in die Sublanzenöffnung eingeführt. Der Mindestausbreitungswinkel des Radarstrahls ist abhängig von der verwendeten Frequenz und der Antennengröße. Sublanzenöffnungen sind in der Regel 30 – 40 cm weit. Je höher die gesendete Frequenz, desto kleiner wird die Auftreffstelle des projizierten Mikrowellenstrahls. Wenn der Auftreffdurchmesser an der Schlacke zu groß ist, streut die Wellenfront zu stark und die empfangene Intensität ist zu gering. Bei weitwinkligen Sendekegel besteht zusätzlich die Gefahr, dass Strahlung am Konvertermund reflektiert wird. Während des Betriebes kann die am Konvertermund anpackende Schlacke den möglichen Höchstausbreitungswinkel verkleinern. Ein maximaler Auftreffdurchmesser von 1,5 m wurde bei Versuchen im industriellen Maßstab verwendet. Dieser Durchmesser entspricht ungefähr einer Sendefrequenz von 24 GHz bei einer Antennengröße von 25 cm und üblichen konstruktiven Abmessungen. Bild 2c zeigt Abstandsmessungen zur Schaumslagke. Der Abstand vom Radargerät zum Konvertermund war in diesem Fall etwas unter 3 m (blau strichliert). Der Reflexionsgrad der Schaumslagke kann ebenso aus Radarmessungen errechnet werden und als weiteres Kriterium dienen^[11]. Das Konverterabgas kann durch seine hohe Temperatur plasmähnliche Eigenschaften annehmen und Radarwellen bis zu 50 GHz reflektieren^[7]. Moderne Radartechnik erlaubt die Verwendung von Frequenzbereichen deutlich über der Plasmatemperatur des Konverterabgases.

Vorhersagemodell basierend auf der Abgasanalyse

Dem Konverter wird kontinuierlich gasförmiger Sauerstoff zugeführt. Über die Abgashaube wird Sauerstoff gebunden in Kohlenmonoxid und -dioxid wieder abgeführt. Zusätzlich werden auch große Mengen an Umgebungsluft eingesaugt. Unter Verwendung einer Stickstoffbilanz, die auf einer chemischen Analyse sowie einer Durchflussmessung des Abgases basiert, lässt sich berechnen, wie viel Sauerstoff am Konvertermund ausgetragen wird und welcher Anteil des eingebrachten Sauerstoffs während des Prozesses im Aggregat verbleibt. Daraus lassen sich Kennzahlen errechnen, welche auf den FeO-Gehalt

Messergebnisse im Überblick

Indirekt Methoden erfordern oft lange prozessbegleitende Optimierungen

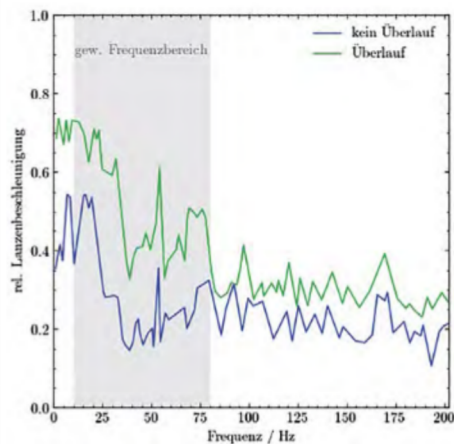


Bild 2a: Vibrationspektren der Lanze^[23]

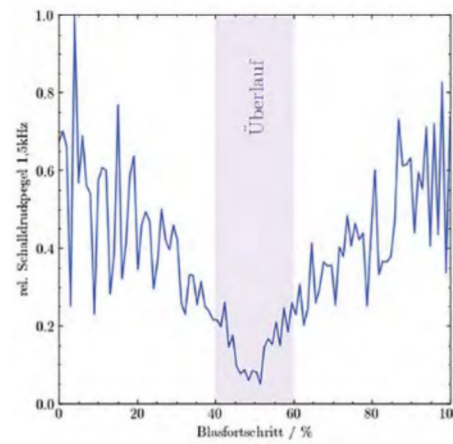


Bild 2b: Schallpegel im Bereich 1,5kHz im Laufe einer Charge^[10]

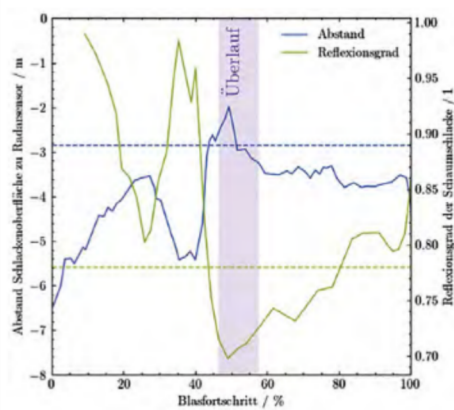


Bild 2c: Radarmessungen des Schaumslagkeabstandes und Reflexionsgrad der Schaumslagke^[11]

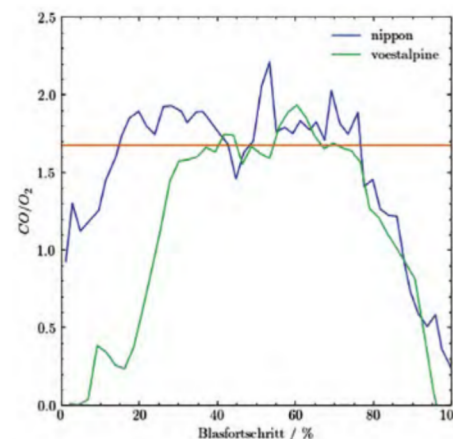


Bild 2d: Momentanes CO zu O₂ Verhältnis^[13]

der Schlacke schließen lassen. Ein hoher Eisen(II)-Oxid Gehalt der Schlacke kann Indiz für ein bevorstehendes Auswurfereignis sein, ebenso wie eine Instabilität der Entkohlungsrate. Für die Analyse wird üblicherweise ein gleitendes Zeitfenster von ca. einer Minute herangezogen^[29]. In der Literatur findet man unterschiedliche Grenzwerte für kritische Eisen(II)-Oxid Konzentrationen. Die meisten davon befinden im Bereich um 15 wt% Eisen(II)-Oxid^[14, 30]. Bild 2d zeigt das Verhältnis der Volumenströme von aus dem Konverter austretenden Kohlenmonoxid zu in den Konverter eintretenden Sauerstoff. Ein Überlauf ist zu erwarten, wenn dieses Verhältnis einen definierten Wert (orange horizontale) unterschreitet^[13]. Dieses Kriterium wurde für den Konverter der „nippon Daten-

reihe“ festgelegt. Bei in der „voestalpine Datenreihe“ gezeigten Konverter trat bei einem Unterschreiten dieses Grenzwertes dennoch kein Überlauf auf.

Zusammenfassung

Es gibt verschiedene Ansätze und Methoden, die zur Abschätzung eines Überlaufs im LD-Prozess herangezogen werden können. Lanzenvibrationen, wie auch vom Konverter ausgehende Schallwellen, können ohne wesentliche Modifikationen am Gesamtkonverterkonzept aufgezeichnet werden. Die Bestimmung der Schaumhöhe erfolgt bei diesen Methoden nur indirekt und erfordert oft lange prozessbegleitende Optimierungen, um Auswurfereignisse frühzeitig erkennen zu können^[29]. Der Einsatz der Radartechnik ist weitgehend in den Hin-

tergrund getreten, obwohl sich mit moderner Radartechnik eine direkte und Konverter unabhängige Messung des Schaumspiegels anbietet. Die Sublängenöffnung stellt eine konstruktive Gelegenheit dar, dieses System testweise einzurichten. Herausfordernd hat sich der kontinuierliche Einsatz dieser Technik durch die aggressiv auf die Sensoren wirkende Gasatmosphäre erwiesen^[7, 31]. Auch Abgasanalysen können zur Vorhersage der Auswurfwahrscheinlichkeit genutzt werden. Spektroskopische Methoden, welche mit Laseranregung direkt im Bereich der Abzugshaube eine schnelle und verzögerungsfreie Analyse bieten, beseitigen den Nachteil der großen Latenz dieser Methode^[32, 33]. Ein umfangreiches, konverterspezifisches statistisches Modell ist notwendig, um die Abgaswerte erfolgreich zur Auswurfvorhersage nutzen zu können^[29]. Metho-

den, die zusätzliche Bohrungen im Konvertermantel erfordern, sowie Methoden, welche sensible Lichtwellenleiter, Sensoren und weitere Düsen im unteren Bereich der Lanze voraussetzen, haben sich als unpraktikabel erwiesen. Der kombinierte Einsatz leicht zugänglicher

Abgas-, Vibrations- und Schallmessungen hat sich als durchgesetzt^[5]. Ein Ansatz die unzuverlässige Vorhersagekraft der Online-Messungen anzugehen, wäre, sie lediglich als weiche Sensoren für ein modellbasiertes System zu verwenden. ■

Förderung

Das Forschungsprogramm des Competence Center for Excellent Technologies in „Advanced Metallurgical and Environmental Process Development“ (K1-MET) wird im Rahmen des österreichischen Kompetenzzentren-Programms COMET (Competence Center for Excellent Technologies) mit Mitteln des Bundesministeriums für Klimaschutz, Umwelt, Energie, Mobilität, Innovation und Technologie, des Bundesministeriums für Arbeit und Wirtschaft, der Länder Oberösterreich, Steiermark und Tirol sowie der steirischen Wirtschaftsförderungsgesellschaft m.b.H. und der Standortagentur Tirol gefördert. Außerdem danken wir der Upper Austrian Research GmbH für die Unterstützung. Neben der Finanzierung durch das COMET Programm kommen die weiteren finanziellen Mittel vom wissenschaftlichen Partner Montanuniversität Leoben und den Industriepartnern Primetals Technologies Austria GmbH, RHI Magnesita GmbH, voestalpine Stahl GmbH und voestalpine Stahl Donawitz GmbH.

Einzelnachweise

- ^[1] H. Hiebler: *Metallurgija*, 2002, vol. 41, pp. 157–64.
- ^[2] W. Krieger: *BHM*, 2003, vol. 148, pp. 247–53.
- ^[3] J. Cappel, F. Ahrenhold, M. W. Egger, H. Hiebler, and J. Schenk: *Metals*, 2022, vol. 12, p. 912.
- ^[4] KURIBAYASHI AKIO, METHOD FOR PREVENTING SLOPPING (1986), JPS6372810A.
- ^[5] T. Kanai, A. Sakai, J.-I. Tani, S. Yoshida, and N. Matsui: *EOSC'97: 2nd European Oxygen Steelmaking Congress*, 1997, pp. 267–75.
- ^[6] B. Mitas, V. V. Visuri, and J. Schenk: *Metallurgical and Materials Transactions B*, 2022.
- ^[7] A. Patuzzi and H. Aberl: *Stahl und Eisen*, 1990, vol. 110, pp. 81–84.
- ^[8] KEMENY FRANK, SYSTEM FOR FURNACE SLOPPING PREDICTION AND LANCE OPTIMIZATION (2010), US2012312124A1.
- ^[9] M. Brämning: *An Operational View on Foaming and Slopping Control in Top-blown BOS Vessels*, Luleå tekniska universitet, 2015.
- ^[10] IMAMURA HISACHIKA, PREDICTION OF SLOPPING IN CONVERTER AND PREVENTION OF THE SAME (1994), JP3164976B2.
- ^[11] HASEGAWA NOBORU, LEVEL METER, AND LEVEL MEASURING METHOD (2013), JP2015110817A.
- ^[12] KURIYAMA AKIRA, METHOD FOR DETECTION OF FOAMING IN CONVERTER (1980), JPS56136915A.
- ^[13] TAKI CHIHIRO, METHOD FOR PREDICTING SPOUT IN REFINING PROCESS (1988), JPH01212713A.
- ^[14] AOKI MATSUHIDE, METHOD FOR CONTROLLING BLOWING IN CONVERTER (1989), JPH036312A.
- ^[15] L. W. Frech, Verfahren zur Steuerung eines Sauerstoffblasttahlöfens (1968), 1814093.
- ^[16] G. Vocke, (Keine Angabe), and P. Hardt, Verfahren und Vorrichtung zum Überwachen und/oder Steuern von Frischprozessen in Konvertern (1965), 1458882.
- ^[17] R. Stark: *Beitrag zum Verständnis der Strömungsablösung in Raketendüsen*. Dissertation, Aachen, 2010.
- ^[18] M. R. Brown and F. Abdelkader: *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (33rd AIAA Aeroacoustics Conference)*, 2012.
- ^[19] G. RAMAN: *Progress in Aerospace Sciences*, 1998, vol. 34, pp. 45–106.
- ^[20] M. Brämning, G. Parker, S. Millman, A. Kapilashrami, D. Malmberg, and B. Björkman: *steel research international*, 2011, vol. 82, pp. 683–92.
- ^[21] F. Bardenheuer and P. G. Oberhäuser: *Stahl und Eisen*, 1970, vol. 90, pp. 789–95.
- ^[22] Y. IIDA, K. Emoto, M. Ogawa, Y. Masuda, M. Onishi, and H. Yamada: *Transactions of the Iron and Steel Institute of Japan*, 1984, vol. 24, pp. 540–46.
- ^[23] MIURA AKIRA, METHOD FOR DETECTING AND PREDICTING SLOPPING (1995), JPH0915726A.
- ^[24] J. Klärding, Herstellen von Thomasstahl in gleichbleibender Güte (1949), 819246.
- ^[25] W. Birk, I. Arvanitidis, A. Medvedev, and P. Jönsson: *IFAC Proceedings Volumes*, 2001, vol. 34, pp. 273–78.
- ^[26] H. H. Borggreve and W. Pollehn: *Stahl und Eisen*, 1968, vol. 88, pp. 457–60.
- ^[27] F. Bardenheuer, H. vom Ende, P. G. Oberhäuser, and E. E. Hofmann: *Stahl und Eisen*, 1968, vol. 88, pp. 613–21.
- ^[28] J. Ruuska: *Special measurements and control models for a basic oxygen furnace (BOF)*. Väitöskirjat, Oulu, 2012.
- ^[29] ARAI YUKIO, METHOD FOR PREDICTING SLOPPING IN CONVERTER AND DEVICE THEREFOR (1998), JP2000144229A.
- ^[30] KANEMOTO MICHITAKA, Oxygen-blown steelmaking furnace (1980), US4474361A.
- ^[31] OGAWA YUJI, METHOD FOR PREDICTING SLOPPING IN REFINING VESSEL AND INSTRUMENT THEREFOR (1993), JPH06235015A.
- ^[32] KURIBAYASHI AKIO, DETECTING METHOD FOR SLAG FOAMING IN CONVERTER (1986), JPS6372812A.
- ^[33] M. Aula, A. Heikkilä, M. Iljana, T. Sipola, and V.-V. Visuri: *Steel industry - what they measure and how?*, 2014.

Sie suchen die passende Literatur?
Schauen Sie vorbei!
www.stahleisen.de/shop

18 Artikel 3

Modeling the Residence Time of Metal Droplets in Slag during BOF Steelmaking

Reproduced with permission of open access Creative Commons CC BY 4.0 licence

Modeling the Residence Time of Metal Droplets in Slag During BOF Steelmaking



BERNHARD MITAS, VILLE-VALTTERI VISURI, and JOHANNES SCHENK

The ejection of metal droplets into slag due to top-blowing is characteristic of the BOF process. The residence time of the metal droplets in the slag plays a significant role in the kinetics of the metal–slag reactions. In this study, the residence time of ejected metal in slag during BOF steelmaking is investigated and various approaches, based on the blowing number theory and mass balances are compared. Previously published blowing number theories are evaluated in comparison with physically based upper and lower boundaries. The results illustrate that only some of the laboratory-scale blowing number correlations apply to industrial blowing conditions. A mathematical model is developed to predict mass fraction return rates and thus the residence time of droplets in the slag emulsion. Combined with a previously published model for ejected droplet size distribution, it is possible to predict dynamic changes in the interfacial area and mass transfer conditions for metal–slag reactions.

<https://doi.org/10.1007/s11663-023-02808-2>
© The Author(s) 2023

I. INTRODUCTION

REFINING reactions in basic oxygen steelmaking (BOS) occur mainly at the gas-jet impingement zone, at the emulsion-metal interface and in the slag-metal emulsion. The significance of the refining processes taking place in the emulsion are explained based on the observation that the carbon and phosphorous contents in the metal droplets of the emulsion were considerably lower than those in the bulk.^[1] Efforts to estimate the mass ejection rate of droplets participating in the refining were made using cold and hot models.^[2,3] Formulas linking the gas jet momentum and the lance distance to the ejected metal mass were then proposed.^[4–7] Due to the complex interactions of the oxygen jet with the foam and the expanded jet with the liquid metal surface, accurate prediction of mass ejection rates proved difficult. To determine the emulsion refining kinetics, three parameters have to be considered: the total mass ejected into the slag, the size distribution of ejected droplets and the droplet residence time. Combining these quantities, emulsion properties

can be deduced assuming that the size distribution and shape of the metal droplets remain unaffected during their residence time in the slag. Although studies already presented fracturing of Fe–C droplets during refining reactions,^[8,9] and proved bloating or swelling of droplets^[10] in nearly stagnant slag, it is possible to use the dense droplet theory for very small droplets and even for larger droplets when considering a one-step emulsion decarburization reaction path. Proposed models can be applied to estimate reaction rates as such or used as a basis for more comprehensive process models involving further phenomena.

This research aim to develop a computationally efficient modeling approach that can be used to estimate the metal–slag interfacial area in BOF process models. The model is validated using experimental data from industrial BOF converters.

Considering today's economic and ecological challenges, it becomes increasingly imperative for researchers to focus on and gain new insight into the presently existing refining processes. To optimize the understanding of steelmaking phenomena, researchers require innovative approaches and new insight into the ongoing development of new refining processes.

A. Model Formulation

A thought model for the mass ejection procedure and the emulsion refining is shown in Figure 1. A certain hot metal mass is ejected per time interval \dot{m}_{ej} . Various correlations have been proposed to predict the ejection rate,^[5–7,11] but the Blowing number theory by Subagyo *et al.*^[7] and the modification proposed by Rout *et al.*^[11]

BERNHARD MITAS and JOHANNES SCHENK are with the Montanuniversitaet Leoben, 8700 Leoben, Austria and also with the K1-MET GmbH, 8700 Leoben, Austria. Contact e-mail: bernhard.mitas@stud.unileoben.ac.at VILLE-VALTTERI VISURI is with the Process Metallurgy Research Unit, University of Oulu, 90014 Oulu, Finland.

Manuscript submitted February 7, 2023; accepted April 19, 2023.

Article published online May 17, 2023.

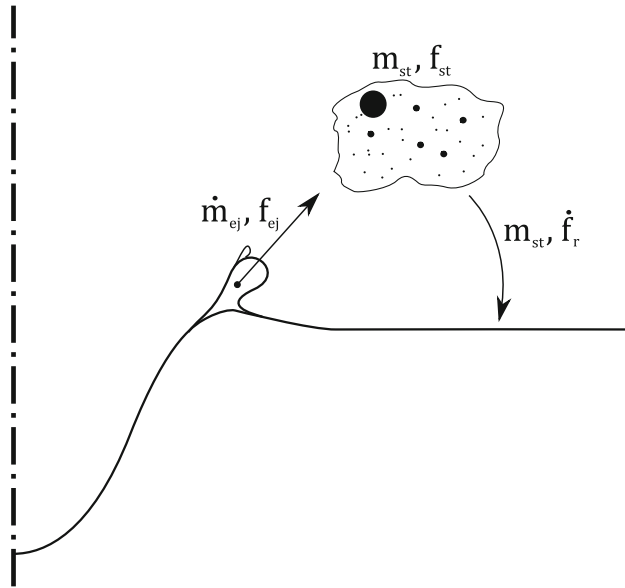


Fig. 1—A schematic illustration of the Ejection of Metal Droplets at the Cavity Area.

are arguably the most popular ones in recent literature. The ejected mass is transferred as metal droplets of varied sizes into the slag. The surface-to-volume ratio of the ejected mass is relevant for refining kinetics when droplets do not reach equilibrium with the slag during their residence time. Recently, it was shown that the weight distribution of ejected droplets f_{ej} , also termed the mass density function of the ejected droplet population, can be predicted well using a mass-spring oscillator model.^[12] The mass of hot metal emulsified at a specific time into the blow m_{st} depends on the blowing conditions and slag properties. The residence time t_R of a droplet fraction between droplets of radius R_1 and R_2 can be evaluated for steady-state conditions of emulsion in- and outflow through the Eq. [1].

$$\dot{m}_{ej} \int_{R_1}^{R_2} f_{ej} t_R dR = m_{st} \int_{R_1}^{R_2} f_{st} dR \quad [1]$$

f_{st} is taken as the mass density function of the droplet population held up by the slag under static conditions. R_1 and R_2 are the limits of the considered fraction of the mass density function. The separation driving force is directly proportional to the mass of a single droplet. Droplets with a higher mass are expected to have a shorter residence time in the slag than smaller droplets. This phenomenon can be described using the specific droplet return rate \dot{f}_r , which is the fraction of the droplets being lost from the emulsion to the bulk hot metal per time unit. For this to apply, it is assumed that the droplets have a constant density and are homogeneously distributed in the slag at all times. Therefore, it is expected that if samples of sufficient size are taken at arbitrary positions of the emulsion, the metal droplet size distribution in the sample remains constant. The

droplet return rate is a key element in accurately describing the metal–slag emulsion. A validated modeling approach is presented in this paper.

It was observed that around a liquid iron droplet in the oxidizing slag, a gas halo is formed.^[13] Usually calculating emulsion decarburization, a two-step reaction path is assumed, shown in Figure 2(a). Initially oxygen is transferred over the slag–gas interface, oxidizing carbon monoxide to carbon dioxide. The carbon dioxide then is transferred to the gas–metal interface providing oxygen for the subsequent oxidation of the carbon dissolved in the iron droplet. This mechanism is expected to be valid for small droplets in stagnant slag, which have a low terminal velocity and thus behave similarly to rigid spheres. However, if the slag is highly agitated or the droplets are large enough to fall such that a rear wake is formed, the iron–carbon droplets may decarburize through a one-step reaction path (depicted in Figure 2(b)). At the stagnation point of the liquid iron droplet on the slag–metal interface, oxygen is transferred from the slag to the metal droplet resulting in a locally oversaturated solution of carbon monoxide. This oversaturated layer follows the assumed internal streamlines^[14] and flows towards the second stagnant point on the gas–iron interface. When the oversaturated layer of liquid within the droplet reaches the triple-fluid line (gas–slag–iron) the decarburization reaction takes place.

There is still speculation regarding the exact reaction mechanism during decarburization in the metal–slag emulsion. The newly introduced reaction model serves as a further possibility for agitated emulsion conditions and lacks any experimental evidence.

B. The Correlation Assessment for the Mass Ejection Rate

Various empirical equations are used to calculate the mass ejection rate of hot metal into the emulsion. These equations were usually derived from water models using bulk volume scales of about 1:1000 to today's industrial converters. To validate the model, methods for estimating the upper and lower limits of ejection rates were studied.

The lower limit of the mass ejection rate can be estimated *via* a phosphorus mass balance assuming that the dephosphorization only takes place in the emulsion. Resch^[6] mentions that the hot metal mass flux turnover through the slag can be calculated by sampling the bulk and emulsion at two specific points in the blow t_1 and t_2 . The mass flow of droplets through the slag can be estimated using a phosphorus balance assuming that the bulk mass does not change significantly during the two sampling times t_1 and t_2 . Under steady-state conditions, the mass ejection rate can be approximated as follows:

$$\dot{m}_{ej} \approx \frac{m_b ([P]_b^{t_1} - [P]_b^{t_2})}{([P]_{d,ej}^{t_1,t_2} - [P]_{d,r}^{t_1,t_2})(t_2 - t_1)}, \quad [2]$$

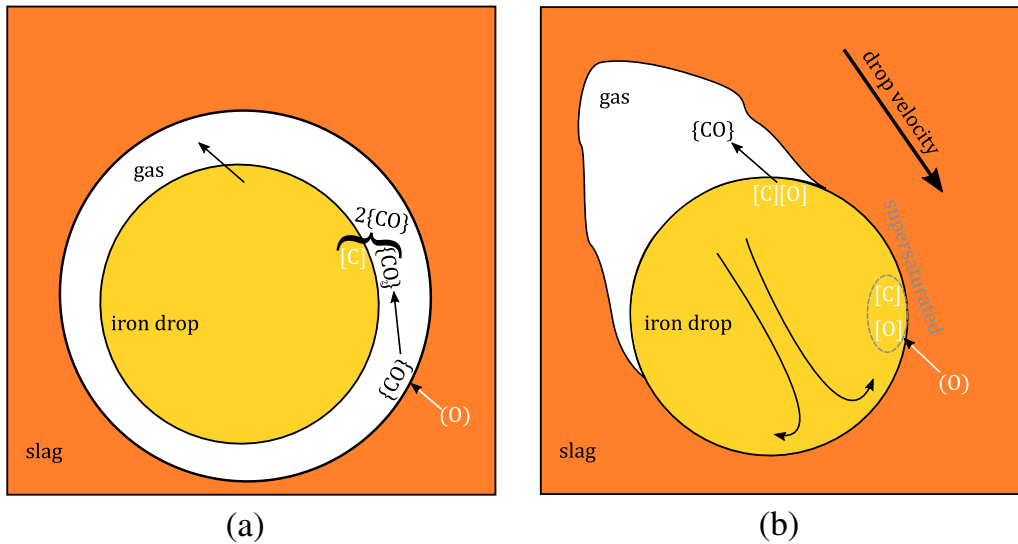


Fig. 2—Emulsion decarburization via (a) indirect^[15] and (b) direct reaction path.

where m_b is the mass of the metal bath, while $[P]_b^{t1}$ and $[P]_b^{t2}$ are the weight fractions of phosphorus in the metal bath at the mentioned points $t1$ and $t2$, $[P]_{d,ej}^{t1,t2}$ and $[P]_{d,r}^{t1,t2}$. The time average of the phosphorus weight fraction between $t1$ and $t2$ of the droplets being ejected from and returning to the bulk.

The anticipated error of the numerator in Eq. [2] is low because the bulk phosphorous is assumed to be homogeneously distributed due to the thorough mixing of the hot metal bulk. The mass of the bulk can be assumed to be constant or can be amended via mass balance. When samples are taken within a short period, the rate of hot metal mass change is negligible. The average of the ejected phosphorous content can be estimated as the average of the bulk phosphorous between $t1$ and $t2$. The phosphorous content of the bulk is thus accurately estimated in comparison to the time average phosphorus concentration of the ejected mass. The greatest ambiguity with these quantities is the phosphorous content of the droplet when it returns to the bulk. It can be assumed that during the sampling procedure (20 seconds^[6]) of the emulsion, the dephosphorization reaction continues. This results in a considerable fraction of droplet refining being attributed to the sampling procedure rather than to the process itself. The residence time according to the calculation by Resch^[6] was found to be close to two seconds. Therefore, the analyzed phosphorous content of metal droplets retrieved from slag-metal emulsion can and should be disregarded. As mentioned by Resch,^[6] the phosphorous content of the droplets was already close to a state of equilibrium. Instead of mass ejection prediction, only an estimation of the lower ejection limit is possible assuming that the BOF dephosphorization is found in the emulsion refining.

$$\dot{m}_{ej,lowerlimit} = \frac{m_b([P]_b^{t1} - [P]_b^{t2})}{([P]_b^{t1} - 0)(t_2 - t_1)} \quad [3]$$

Equation [3] provides an estimation of the minimal mass ejection rate assuming that the phosphorous content of droplets falling back into the bulk is zero and that the average ejected phosphorous content is equivalent to that of the bulk at $t1$. This leads to an upper estimate of the phosphorous difference in the denominator. Since the physical quantities in the numerator are known to a higher degree of accuracy, the resulting quantity is a lower limit of the desired physical variable.

The cause of hot metal mass ejection is the impingement of the gas jet on the surface of the hot metal. The nozzles on the lance are designed to deliver a jet with high kinetic energy, thus allowing continuous gas-metal contact during the blow. The power of the gas jet exiting the nozzle can be approximated using equations of isentropic flow. The power of the directed kinetic energy of the jet remaining at the lance height is calculated using the free turbulent jet theory. The power P of a fluid flow with velocity v and mass flux \dot{m} is presented in Eq. [4]

$$P = \frac{1}{2} \dot{m} v^2 \quad [4]$$

To estimate the upper limit of the droplet mass ejection rate it is assumed that the power of the hot metal mass flow exiting the bulk must be less than the power of a similar gas jet under free turbulent conditions at a distance from the nozzle similar to the lance height. The power of the mass flow exiting the bulk is calculated according to

$$P = \frac{1}{2} \dot{m}_{ej} \int_{R1}^{R2} f_{ej} v_{ej}^2 dR \quad [5]$$

where v_{ej} represents the initial velocity of a spherical droplet with radius R exiting the hot metal bulk. For small droplets, this velocity is influenced mostly by the boundary layer momentum. In larger droplets, the governed influence is taken as the oscillation velocity

of a similar mass before takeoff. This oscillation velocity of the droplet is estimated using the mass-spring substitution model proposed by Mitas *et al.*^[12] Then the exit velocity of a spherical droplet with radius R was calculated by the momentum weighted velocity of the two discussed velocities. A comparison between the calculated droplet exit velocities for the experimental setup of Koria and Lange^[2] and corresponding calculations using the model by Subagyo^[16] are shown in Figure 3. For very small droplets the exiting momentum is governed by the momentum of the liquid boundary layer. To larger droplets, a transition period is entered visible in Figure 3 through the strong curvature of the function. To even larger droplet diameter the momentum of the droplet when exiting the cavity gets increasingly independent of the boundary layer momentum.

The calculated values for the drop exit velocities shown in Figure 3 are in the same order of magnitude as the values reported by Subagyo *et al.*^[16] For very small droplets the exit velocity approaches the momentum boundary layer velocity of the hot metal. For droplets in the range of 20–40 mm in diameter, the gradient of calculated values is similar to the gradient of calculated values by Subagyo *et al.*^[16]

To estimate the upper limit of liquid mass ejection, Eq. [5] is combined with Eq. [4] resulting in Eq. [6]. The upper limit of the ejection rates is calculated using Eq. [6] applicable for a 200-ton BOF converter are shown in Figure 4. It is observed that lowering the lance height increases the maximum power of the gas jet acting on the surface. The droplet size distribution shifts towards larger droplets and the exit velocities of the droplets increase resulting in a higher kinetic energy requirement per ejected mass. This specific energy is the dominating influence resulting in lower maximum ejection values associated with lower lance heights.

$$\dot{m}_{ej,upperlimit} = \frac{2P_g}{\int_{R_l}^{R_2} f_{ej} v_{ej}^2 dR} \quad [6]$$

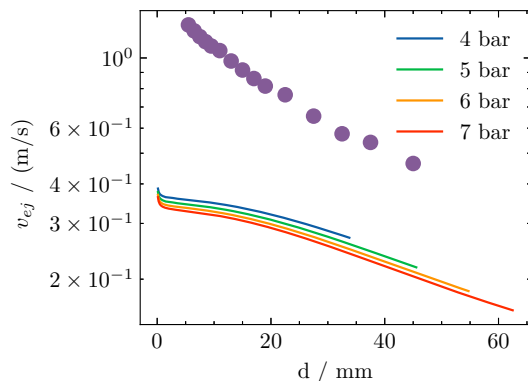


Fig. 3—Exit velocity of metal droplets as a function of droplet size with different supply pressures (4, 5, 6, and 7 bar) using a dimensionless lance height of 37.5. Comparison of values calculated by Subagyo *et al.*^[16] using experimental values by Koria and Lange^[2] (markers) with values calculated using the oscillator model by Mitas *et al.*^[12] (continues lines).

The ejection rates observed are so elevated that the lance height could not be sustained despite low residence time as seen in Figure 4. Despite this fact the lance height was not corrected when presenting an overview. This enabled the evaluation of the applicability of certain mass ejection models, no corrections of lance height were done. The models by Block *et al.*^[5] and Subgyo *et al.*^[7] lead to results which conflict with the proposed limits which means that they are not suitable for predicting the ejection rate in the studied 200-ton BOF based on the studied case, it appears likely that the models by Block^[5] and Subagyo *et al.*^[7] describe the ejection behavior of metal droplets in industrial converters only qualitatively. The model by Rout *et al.*^[11] is in essence a modification of the blowing number correlation by Subagyo *et al.*^[7] for high-temperature environments, yields ejection rates that fall well between the lower and upper limits and are thus quantitatively plausible.

II. ESTIMATING THE RESIDENCE TIME

The residence time t_R of a metal droplet population consisting of equal-sized droplets under steady-state conditions, can be calculated as follows:

$$t_R = \frac{m_{st}}{\dot{m}_{ej}} \quad [7]$$

where m_{st} is taken as the metal mass suspended in the slag and \dot{m}_{ej} represents the metal mass ejection rate into the slag. As noted in Reference 17 the expression given in Eq. [7] corresponds to Little's law,^[18] which is valid for any stable and preemptive system.

Provided a metal–slag emulsion sample Ω is given and the weight fraction of metal to slag in the sample $\frac{m_{\Omega,M}}{m_{\Omega,S}}$ is evaluated, the total mass of metal in the emulsion can be estimated. The prediction of the slag mass is expected to be more accurate than that of the metal fraction. When samples were taken by interrupting the blow and tilting the converter, droplets of higher mass segregated and could not be retrieved. The heaviest droplets are responsible for the largest weight fraction in the ejected distribution. Considering the sampling procedure, the sampling retrieval time mentioned by Resch^[6] was 20 seconds, which is remarkably fast, but still too slow to retrieve a representative size distribution. As further mentioned by Resch^[6] this led to an underestimation of the emulsified hot metal mass m_{st} and therefore the mass weighted residence time t_R . Residence time as calculated by Resch^[6] via Eq. [7] is shown in Figure 5.

If the size distribution of ejected and emulsion droplet population is known, the residence time of a droplet having Radius R can be calculated as follows:

$$t_R(R) = \frac{\frac{m_s}{m_{\Omega,S}} m_{\Omega,M} f_{\Omega}(R)}{\dot{m}_{ej} f_{ej}(R)} \quad [8]$$

where the total slag weight m_s can be estimated through a phosphorus mass balance. The ejected size distribution f_{ej} was calculated using the model

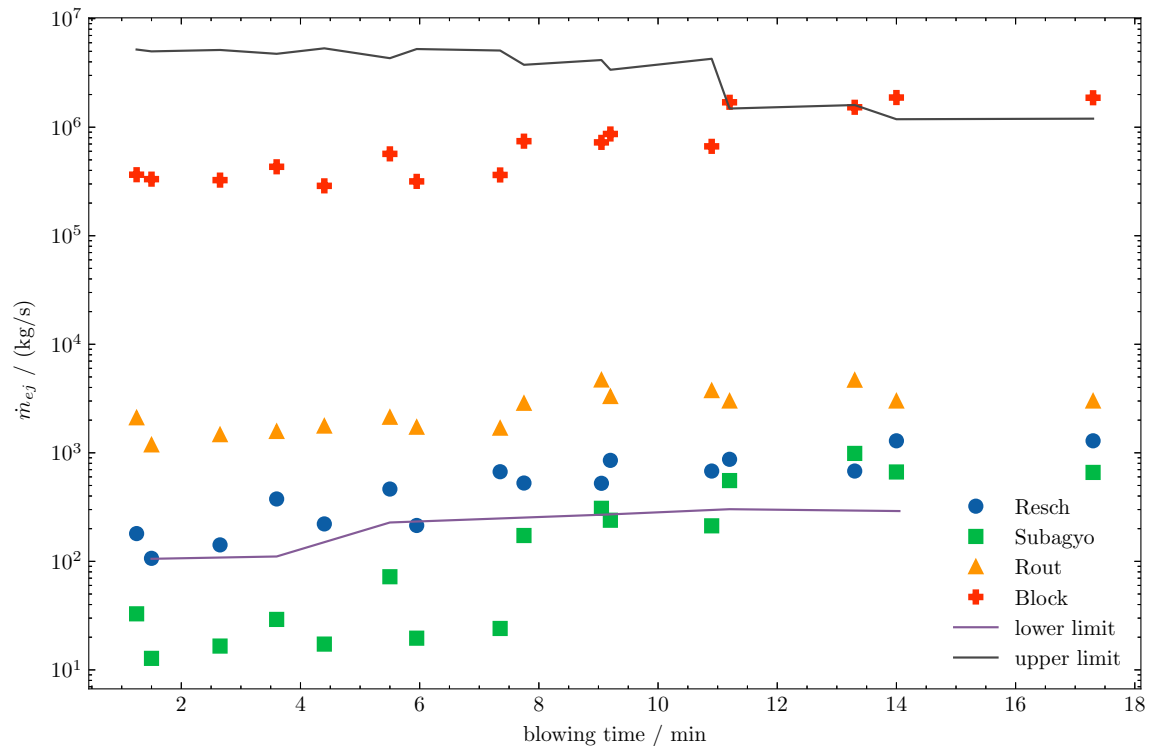


Fig. 4—Mass ejection rates according to various blowing number theories and lower- and upper mass turnover limit according to Eqs. [3] and [6], applied to data from a 200-ton converter^[6]

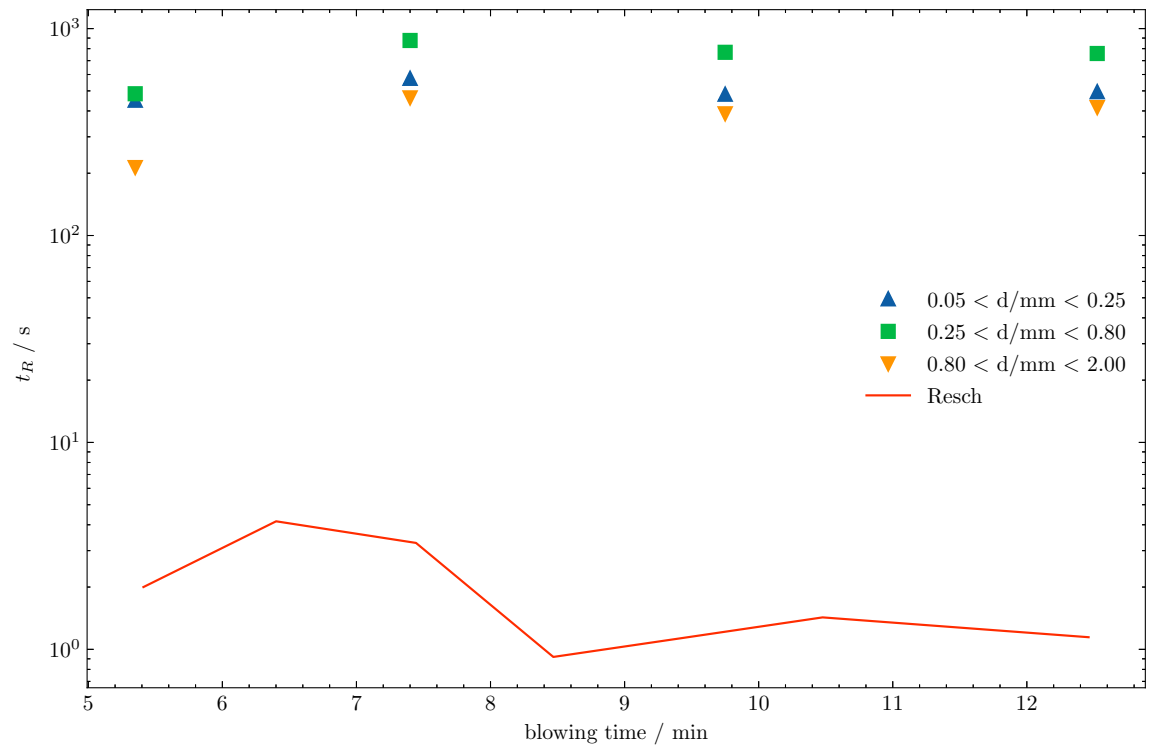


Fig. 5—Residence time according to Resch using Eq. [7] (line) compared with residence times using Eq. [8] for various droplet size fractions (markers) for a 200-ton industrial converter.

proposed by Mitas *et al.*,^[12] while the static size distribution f_{Ω} was taken from experimental data from Resch.^[6] For comparable results, the mass ejection rate \dot{m}_{ej} was calculated according to Resch.^[6]

The weight fraction of droplets in the size ranges of Figure 5 is much lower than the analyzed values of the physically retrieved samples. Only a few large droplets would shift the weight fractions to lower values leading to a much lower residence time as shown in Figure 5. Exactly these droplets returned to the bulk hot metal before the emulsion samples were taken. This is believed to be the dominating factor and the reason why the shown residence time in Figure 5. is seemingly high. The mass ejection rates \dot{m}_{ej} as calculated by Resch are probable although it is possible that the actual values are even higher. The emulsified mass under static conditions is certainly higher than the values taken for the calculations. This effect, rather than the previous two would lead to longer residence durations.

A. Modeling the Droplet Size Dependent Residence Time

The hot metal mass flow from the emulsion into the bulk can be described assuming that all droplet sizes are homogeneously distributed throughout the slag. Using this assumption, it is possible to calculate an emulsion volume-based droplet return rate \dot{f}_r . If a volume element of the emulsion ΔV_e is emptied of its Radius R droplets each duration dt , then the droplet mass flow out of the emulsion of Volume V_e is given as shown in Eq. [9].

$$\frac{\Delta V_e(R)}{V_e dt} = \frac{dm_{st}(R)}{m_{st}(R)dt} := \dot{f}_r \quad [9]$$

This is the proposed definition of the droplet return rate in the metal–slag emulsion. The inverse of this physical quantity is the residence time.

$$t_R(R) = \frac{1}{\dot{f}_r(R)} \quad [10]$$

During the BOF process, the slag emulsion is perfused with purging gas as well as decarburization products which are partly generated in the emulsion itself. To describe this emulsion foam, the converter domain was modeled as a battery of bubble columns with a diameter equal to the converter vessel radius. The analytical model of Zehner^[19,20] was chosen for characterizing the bubble column. Figure 6 illustrates a bubble column of diameter D in a converter. Here the upward flow in the column axis center and the downward flow on the outer edge of the bubble column are indicated. The eddy velocity v_F according to this model is shown in Eq. [11].

$$v_F = \sqrt[3]{\frac{(\rho_e - \rho_g)gDv_{go}}{\zeta\rho_e}} \quad [11]$$

The bubble column geometry restricts the magnitude of the largest eddy. Given the eddy velocity v_F and the eddy dimension L , the calculation of angular speed as well as the time necessary for quarter rotations is achieved. For each droplet size, it is assumed that the

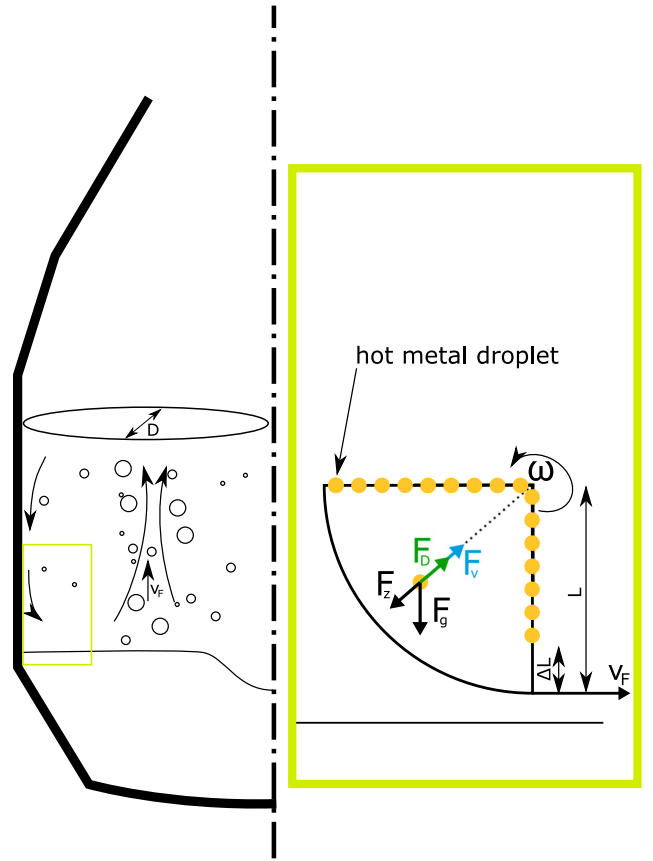


Fig. 6—A schematic illustration of the residence time model.

distribution along the radial component of the two-dimensional eddy is homogeneous. After a quarter rotation of the eddy, a certain fraction of droplets has exited the emulsion. This fraction is represented by Eq. [12] and is used to describe the volume fraction of the emulsion losing the droplets during the mentioned quarter rotation.

$$\frac{\Delta L(R)}{L} = \frac{\Delta V_e(R)}{V_e} \quad [12]$$

Using the previous Eqs. [9], [10], and [12], the residence time can be calculated according to Eq. [13].

$$t_R(R) = \frac{2\pi L^2}{4v_F \Delta L} \quad [13]$$

Here, $L - \Delta L$ represents the distance from the eddy rotation origin to the beginning of the emulsion's droplet void area. A droplet at this position will move in relation to the slag, the distance ΔL during a quarter rotation, therefore being the limiting instance. Droplets initially placed further from the center will be consumed by the hot metal bulk whereas droplets closer to the rotation center will not reach the slag-metal interface.

The movement of the droplets can be calculated by solving the second-order nonlinear ordinary equation of motion considering the gravity and centrifugal force as driving forces and drag and viscosity force acting against them. For a droplet population ejected during

the blow of an 200t converter (e.g. analyzed by Resch^[6]) neither viscosity nor drag forces can be safely disregarded.

It is less calculation intensive to disregard the acceleration phase of the droplets and calculate the sedimentation velocity^[21] S.106 (6.1) as shown in Eq. [14].

$$v_d = \sqrt{\frac{8Rg(\rho_d - \rho_s)}{3\Phi(Re)\rho_s}} \quad [14]$$

This equation is slightly modified to include the centrifugal acceleration as seen in Eq. [15].

$$v_d = \sqrt{\frac{8R(g + \omega^2 s_0)(\rho_d - \rho_s)}{3\Phi(Re)\rho_s}} \quad [15]$$

By implementing Eq. [13] in a numerical minimization routine for ΔL , the residence time for each droplet diameter can be calculated.

III. MODELING THE RESIDENCE TIME OF THE DROPLET POPULATION \bar{t}_R

The previous section presented the modeling of the residence time of a droplet of the given radius R . Considering the residence time of a droplet population multiple quantities could be significant. Figure 7 depicts a hypothetical droplet distribution being ejected. It consists of two droplet sizes. One large and one small droplet is ejected into the slag each second. The large droplets return on average after 2 seconds to the bulk, while the smaller droplets have a four times higher residence time, leading to their accumulation in the slag-metal emulsion. The displayed arrows do not indicate a trajectory only the exiting and returning to the bulk.

A mass weighted residence time of the droplet population \bar{t}_R^m can be calculated by Eq. [16]. This residence time would prove relevant when reaction kinetics is limited by mass supply.

$$\bar{t}_R^m = \frac{m_1 t_{R1} + m_2 t_{R2}}{m_1 + m_2} = \frac{R^3 8 + (3R)^3 2}{28R^3} = 2.2s \quad [16]$$

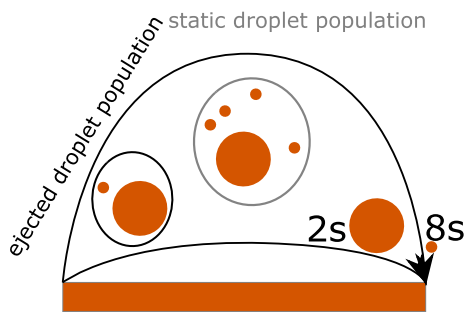


Fig. 7—Hypothetical ejected population consisting of two droplet sizes: a smaller droplet with a residence time of 8 s and a three times larger droplets with a residence time of 2 s.

An interfacial area weighted residence time \bar{t}_R^A can be calculated analog to Eq. [16]. using the individual surface area of the droplets. This physical quantity is useful when the reaction speed is significantly dependent on the exchange area.

$$\bar{t}_R^A = \frac{A_1 t_{R1} + A_2 t_{R2}}{A_1 + A_2} = \frac{R^2 8 + (3R)^2 2}{10R^2} = 2.6s \quad [17]$$

IV. RESULTS

The calculations are performed using dense droplet assumption, and that the characteristic drop sequestration eddy is defined by the vessel geometry and quantities shown in Table I. The empty pipe speed v_{go} is calculated using the emulsion decarburization efficiency η_s to calculate the carbon monoxide volume generated per the converters cylindrical surface. The slag viscosity is calculated using the measured chemical composition of the slag^[6] and Mudersbach modification of the Urbain viscosity model.^[22] It was assumed that the temperature of the slag is 100 °C higher than the temperature of the hot metal. The influence of the chemical composition and temperature on the slag viscosity is considered while the influence of the solid fraction and the slag density is neglected.

The principles depicted in Eqs. [16] and [17] are applied to the 200-ton BOF converter analyzed by Resch^[6] and this leads to the results shown in Figure 8. The 200-ton converter implemented lime co-injection using the oxygen lance. The author^[6] does not mention the use of bottom blowing technique, which is known to increase the mass ejection rate.^[3] The effect of bottom blowing on the mass ejection rate was therefore not considered in following calculations.

The gas flow permeating the slag was linked to the oxygen supply using the emulsion decarburization efficiently η_s as a constant quantity overall calculations. The effect of reduced decarburization at the end of the blow on the residence time is therefore not seen in Figure 8. Nonetheless, there is still attenuation in residence time attributed to the change in slag viscosity. It can be observed in Figure 8 that the mass-weighted residence time depends significantly on the upper droplet distribution limit and therefore on the Constant K_{r1} . While varying this model constant from 1 to 1/64 the mass-weighted residence time varies disproportionately. As expected, the interfacial-area-weighted residence time varies comparatively little. This is

Table I. Physical Properties Employed in the Model Calculations

D	2.75 m
ρ_d	7000 kg/m ³
ρ_e	3000 kg/m ³
ρ_g	1 kg/m ³
ρ_s	3000 kg/m ³

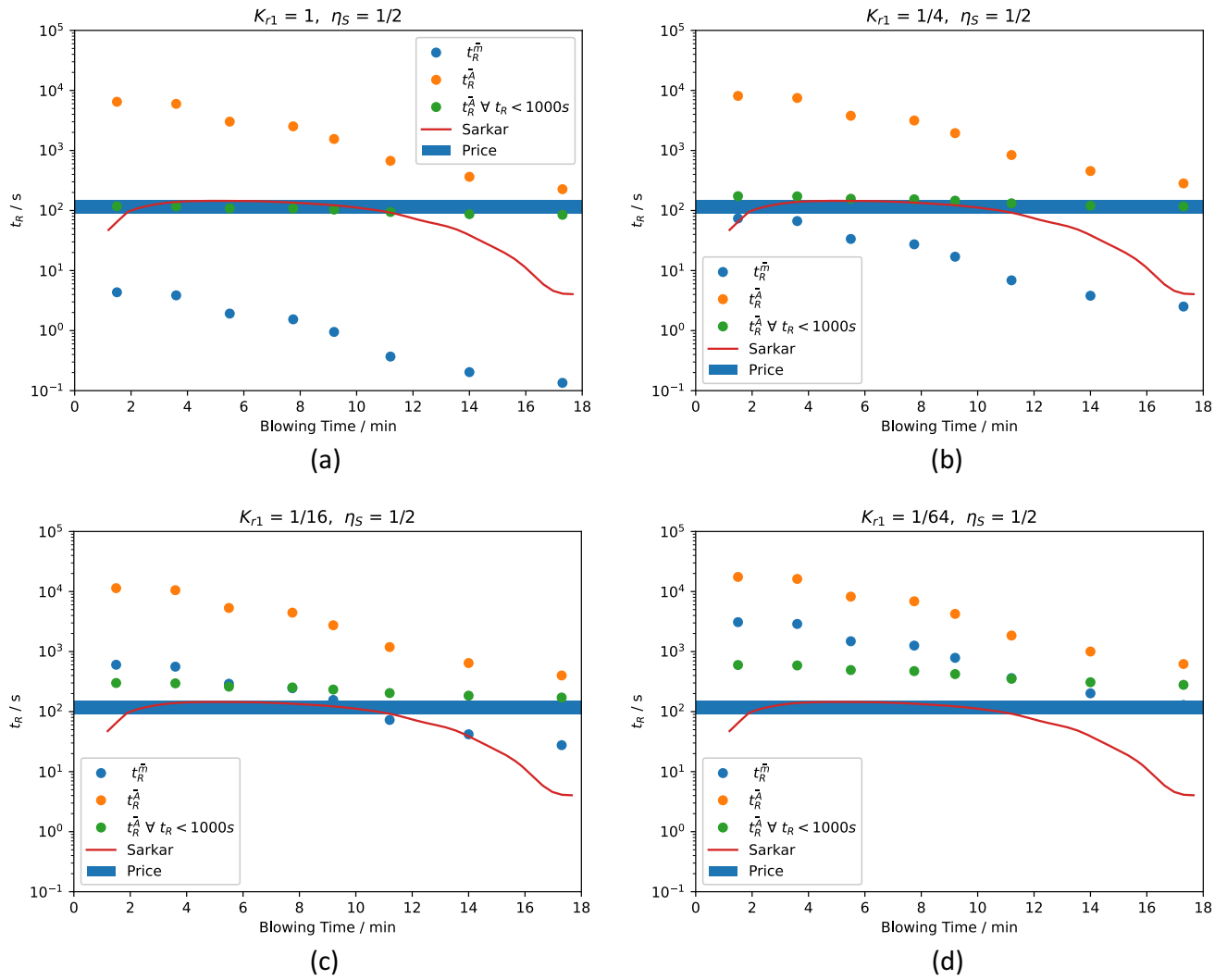


Fig. 8—The residence time t_R of ejected droplet population compared to calculations from Sarkar^[23] and measurements performed by Price^[24] for different values of the upper droplet distribution limit factor K_{r1} : (a) 1, (b) 1/4, (c) 1/16, and (d) 1/64.

attributable to the fact that the smaller droplets, which form most of the overall surface area, remain unchanged. The residence time for small droplets can exceed the converter's overall refining time and they are therefore lost in the slag from the viewpoint of mass balance calculations for the BOF process. Figure 9 depicts the residence time for 9.2 minutes into the blow. It can be observed that the droplets near the lower size limit have a residence time of over 10,000 seconds. To visualize droplet population residence times that are relevant when refining is proportional to the interface area, the interfacial-area-weighted residence time of the ejected droplet population was calculated for the condition that only droplets with residence times shorter than 1000 seconds are considered. In other words, only droplets that can return to the hot metal bulk under otherwise invariant conditions further in the blow were accounted for. The quantity of droplets lost in the slag is predominantly dependent on the end phase of the blow where the residence times are lower. This could also

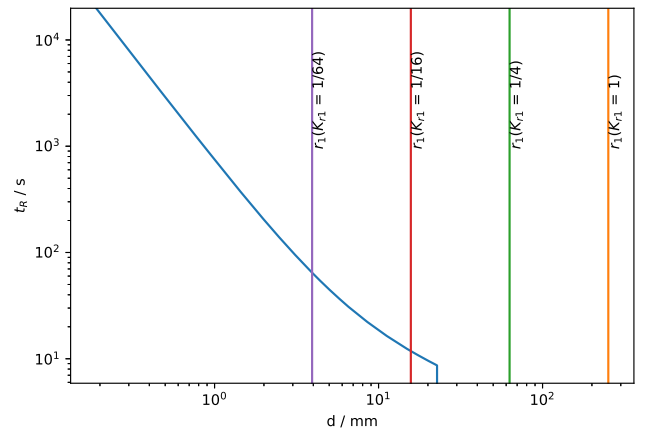


Fig. 9—The residence time of ejected metal droplets at 9.2 minutes into the blow. The upper droplet distribution limits are shown for $K_{r1} = 1/64$, $K_{r1} = 1/16$, $K_{r1} = 1/4$ and $K_{r1} = 1$.

mean that droplets that had been entrapped almost permanently in the slag can return to the metal due to changes in slag properties.

Figure 9 depicts the residence time as a function of droplet diameter. The residence time is larger than 1000 seconds for submillimeter droplets. The residence time is lower for larger droplets since the presented model yields a higher fraction of slag void of droplets when having passed the metal–slag boundary. The upper end of the ejected droplet population is denominated for various values of K_{r1} . It is observed that between $K_{r1} = 1/4$ and $K_{r1} = 1/16$ a point is reached where the model does not yield residence times anymore. This point marks the diameter of a droplet, which when starting at the origin of the considered emulsion eddy, reaches the slag metal interface during the time of a quarter rotation of the eddy.

Figure 10. depicts the residence time of individual droplets with diameters of 2 mm (a) and 0.5 mm (b). The modeled residence time is compared with calculations performed by Dogan *et al.*,^[25] as well as by a mass balance based method given in Eq. [8]. Larger values for K_{r1} result in a smaller mass fraction for a given radius. Since the mass density function $f_{ej}(R)$ is in the denominator in Eq. [8], larger values for K_{r1} result in larger residence times. The estimated residence times of the half millimeter diameter droplets are higher than the 2 mm diameter droplet for the present model and mass balance model. When comparing the residence times for equal values of K_{r1} using Figures 10(a) and (b) it is observed that for each value of K_{r1} the residence time presented for the smaller droplets in Figure 10(b) is larger. The estimated residence times via. Equation 8 proved sensitive to the upper droplet distribution limit.

On the other hand, it can be observed that the model by Dogan *et al.*^[25] and the present model fall within the range of realistic residence times validated through the bass balance approach. However, it is also possible to assess the ejected drop size distribution constant in relation to the modeled results. To obtain valid results for this case, it would be necessary to assume values of K_{r1} between 1 and 1/4 for the present model and between 1/4 and 1/64 for the model by Dogan *et al.*^[25] For two-millimeter droplets, all presented formulations predict a reduced residence time at the end of the blow. For the half-millimeter droplets, the residence durations change significant toward the end of the blow when using the model by Dogan *et al.*^[25] This phenomenon is less pronounced when using the present model and the mass balance approach presented in Eq. [8]. The residence time attenuation for two-millimeter droplets is larger than for half-millimeter droplets when using the mass balance approach.

Figure 11 illustrates quantities for droplets moving relative to the slag for the blowing conditions at 9.2 minutes into the blow (Resch^[6] “Schmelzengruppe 1”). For visualization, the drop distribution is divided into seven fractions where each point show in Figure 11 represents the relative weight of the displayed drop fraction. A rather large share of the weight is found outside the region of rigid sphere behavior. Therefore internal circulation in the droplet and outer droplet shape variations during the movement of the droplet through the slag play a role in the mass transfer of droplet constitutions with the surrounding. Small droplets experience low relative velocities to the slag. Therefore the deformation force of the droplets is less compared to large droplets. The surface tension strive

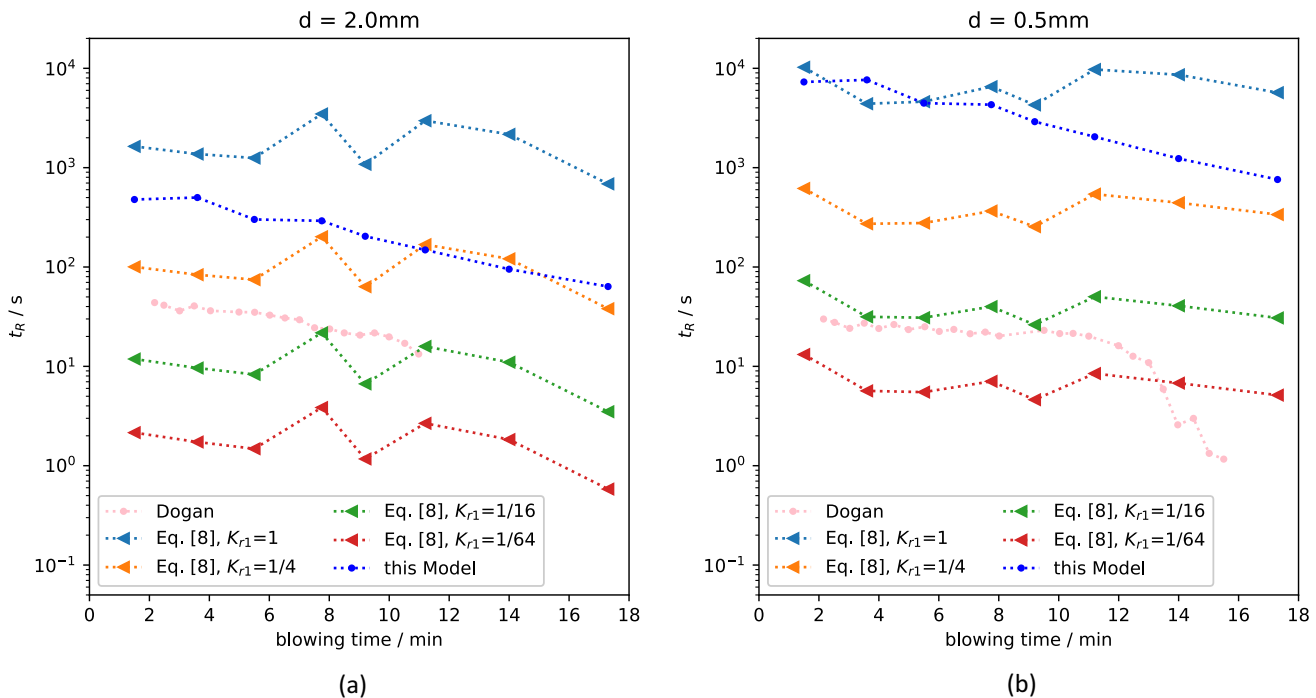


Fig. 10—Residence time dependent on blowing time of individual droplets of diameter (a) 2 mm and (b) 0.5 mm Eq. [8].

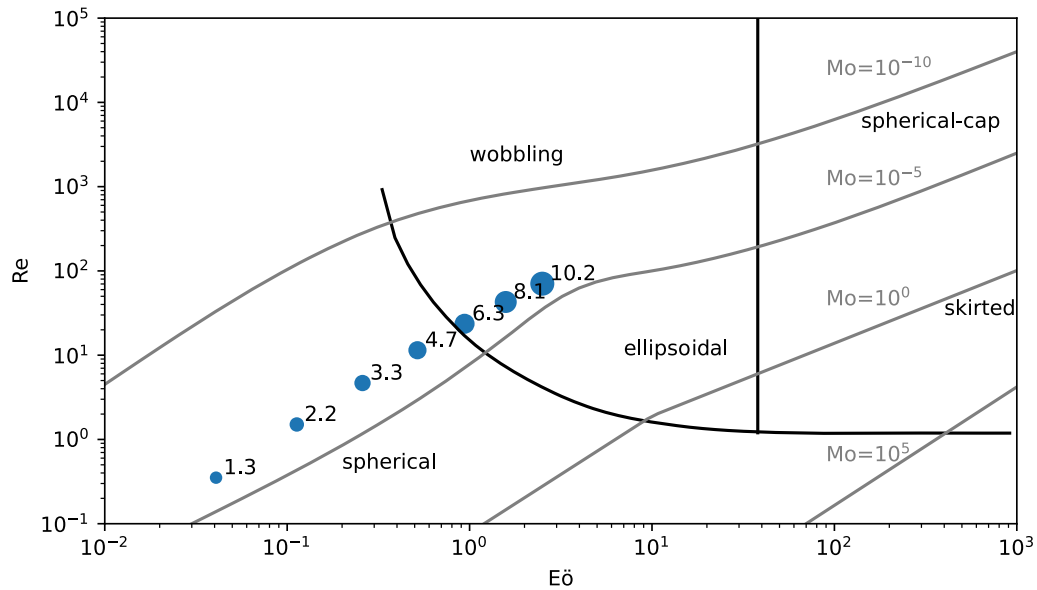


Fig. 11—Shape regimes for bubbles and droplets in unhindered gravitational motion through liquids^[26] with superimposed values for metal droplets assuming $K_{r1} = 1/16$.

towards minimization of surface area and leads to nearly spherical droplets at nearly stagnant slag conditions. Figure 11 indicates that the areas where spherical-cap formations occur were not reached by droplets of the calculated droplet population for upper population factors of $K_{r1} = 1/16$ under present calculation conditions.

Since the ejected droplet sizes vary over magnitudes and according to Figure 11 several shape regimes are to consider, various mass transfer models have to be implemented when the relative refining importance of droplet size fractions is unknown.

Measured refining rates can be used to validate the model. Since dephosphorization only takes place at the slag-metal interface this refining reaction was chosen for model validation. The change of phosphorous in the metal bulk can be calculated using Eq. [18]. Where the concentration c of a species in the droplets is in general a function of the droplet radius R and the reaction time t , therefore $c(R, t)$. More specifically, the reaction time is also a function of the droplet radius.

$$\frac{dm_{[P]}}{dt} = m_{ej} \int_{R_0}^{R_1} \frac{dw_{ej}(R)}{dR} (c_0 - c(R, t_R(R))) \frac{1}{t_R(R)} dR \quad [18]$$

Evidently, the refining rate depends on a product of three terms. The logarithm of the in Eq. [18] presented product for the test case (9.2 minutes into the blow, “Schmelzengruppe 1”) is shown in Figure 12.

It is evident that the refining contribution of the smallest droplets is negligible due to their high residence time and therefore poor mass exchange rates between the slag and metal bulk. The logarithm of the inverse of the residence time, *i.e.*, $\log_{10}(1/t_R)$, is the largest element of the stack at small droplet diameters. Therefore it is also the largest inhibitor of refining performance. When

considering a distribution fraction regarding larger droplets, the effect of their poorer dephosphorization is compensated by shorter residence times and higher mass fractions. From smaller to larger droplets the orange stack element reduces its size while the green stack element increases its size. From droplet diameters of around 5 mm to larger diameters the overall refining inhibition seems nearly constant. Figure 12(b)) indicates that the displayed function exhibits a minimum. An mathematical analysis of the presented phenomena is displayed in Appendix. The droplet return concentration depends on the kinetic model applied. Since ejected droplets vary greatly in size and relative velocity to the slag—various models have been implemented.

Figure 13 illustrates the relative and cumulative dephosphorization over the ejected drop population for various implemented mass transfer models. The models chosen for describing internal limited mass transfer are Handlos and Baron,^[14] Calderbank and Korchinski^[27] and diffusion-controlled mass transfer. The models from Frössling,^[28] Higbie^[29] and Wakao and Kagei^[30] were applied to explore the external limited case. Reading Figures 13 and 11 it can be concluded that droplets which are sufficiently small have virtually no contribution to the refining rate. Therefore the implementation of pure diffusion controlled models can be, in good approximation, disregarded. The model by Calderbank and Korchinski^[27] describes mass transfer in the oscillating droplet region of the droplet regimes (see Figure 11). Due to the consideration of the internal fluid circulation, the mass transfer rates predicted using the model by Calderbank and Korchinski^[27] are considerably faster than those in a diffusion-controlled case. The differences in the refining rates predicted using the models of Wakao and Kagei,^[30] Handlos and Baron^[14] and Higbie^[28] are minor (see Figure 13(d)), indicating that mass transfer

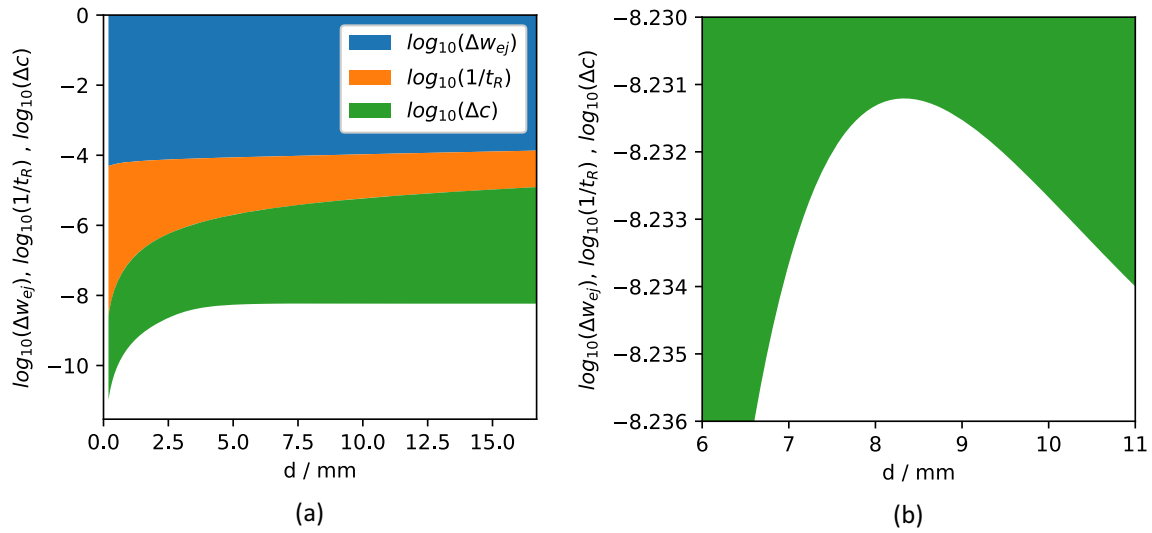


Fig. 12—Importance of the factors: relative mass fraction of population (Δw_{ej}), concentration change during residence time (Δc), and the inverse of the residence time $\frac{1}{t_R}$: (a) whole droplet population, (b) droplet sizes 6–11 mm.

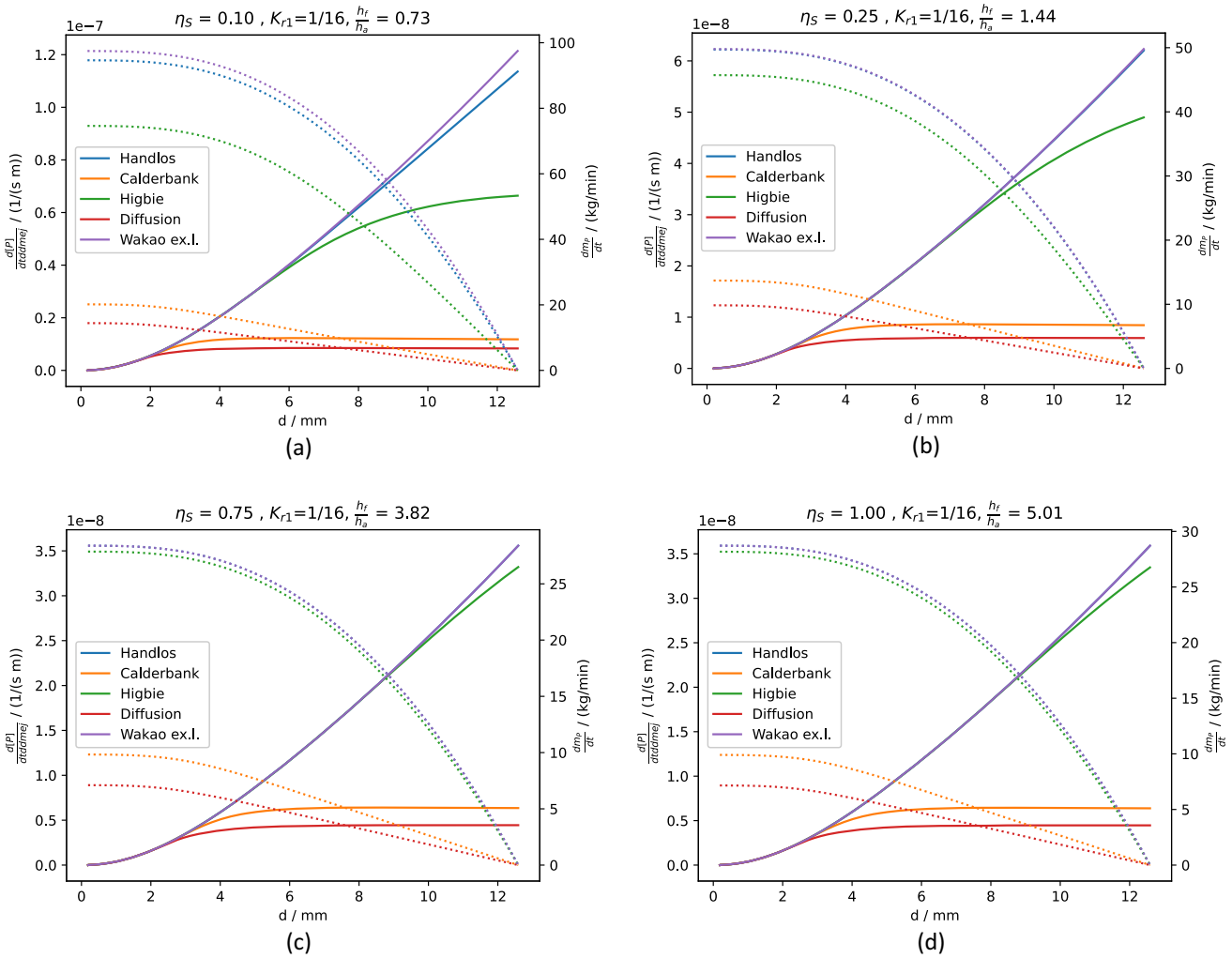


Fig. 13—Relative importance of droplets of diameter d on refining of whole drop population (solid line) and cumulative phosphorus removal of bulk metal due to emulsion refining (dotted line) for different values of the emulsion decarburization efficiency η_S : (a) 0.1, (b) 0.25, (c) 0.75 and (d) 1.

in all models is sufficiently similar compared to remaining influencing factors in Eq. [18], although the influence of the external mass transfer on the estimated overall mass transfer is for all calculated states < 5 pct.

A certain fraction of the total decarburization of bulk hot metal occurs in the emulsion. This fraction is called the emulsion decarburization efficiency η_S . Using foaming index models the foamy emulsion height can be calculated under the assumption that gas is generated at random positions. Therefore, on average half, the slag volume is perfused with decarburization products. Figure 13 depicts that when decarburization takes purely place in the emulsion ($\eta_S = 1$) the foam height would need to be five times the available height for the foam in the converter. Even at 25 pct emulsion decarburization slopping is occurring.

Using the modeled residence time per droplet radius and the mass fraction of ejected metal the calculation of the overall interaction area or interfacial area of metal droplets in slag is achieved. Results for the test conditions of an industrial 200t converter are shown in Figure 14. The calculated interfacial area proves to be comparable in magnitude to other researchers. For example, Lytvyniuk *et al.*^[31] conducted their calculations for a 200-ton converter assuming an interfacial area of 1000 m², while Bundschuh^[32] applied values between 1000 and 5000 m² for the duration of the main blow.

V. DISCUSSION

The magnitude of physical challenges faced in converter research compel experts to explore and rely on complex simulations. It is however necessary to state that a simulation using reduced complexity can lead to interesting and sufficiently accurate results.

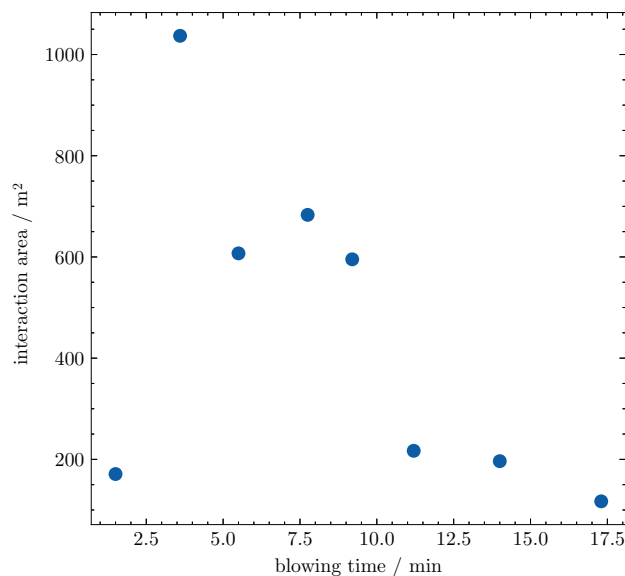


Fig. 14—Total interfacial area of liquid metal droplets in the slag.

In this work, the residence time of the droplets in the slag is calculated under BOF steelmaking conditions. A bubble column model by Zehner^[19,20] is used to describe the metal–slag foamy emulsion. The Droplet sequestration phenomenon is modeled by a force balance resulting in derived dynamic equations. This enables the calculation of the residence time of various droplet populations as well as the residence times of individual droplets of any given size. The residence durations proved comparable with the results obtained from numerous dynamic BOF models. The residence time model proves adaptable and can be integrated into an online dynamic BOF converter model.

When analyzing the available literature, it became apparent that models for mass ejection, due to the oxygen jet impingement, prove ambiguous. The current scientific formulations for mass ejection rates proposed in published literature prove vastly diverse when applied to industrial size converters. In this paper, calculated values have been compared and validated by relating them to formulated physical based limits. The blowing number correlations available in the literature were found to be partly in conflict with these boundaries.

It is mentioned in the available literature that droplet refining in the emulsion is one of the crucial aspects to be considered in overall refining. The droplets retrieved *via* slow sampling methods (> 10 seconds) are perceived as the cause of this emulsion refining. Using a residence time model developed with this thought in mind it is shown that droplets that are sufficiently accessible using slow sampling methods are exactly the droplets that don't play a role in droplet refining. It is therefore concluded that only droplets larger than 2 mm in diameter are capable of contributing to emulsion refining. Regarding the significantly larger droplets, the assumption that droplets are homogeneously distributed is not valid. This fraction of large droplets could still play a vital role in the refining process due to elevated mass exchange rates (low residence time) and to a high mass fraction of the total ejected metal mass is attributed to the larger droplets. On the other hand, the small and finely dispersed droplets which led to the terminology “emulsion refining”, contribute negligibly towards the total refining. There is an emulsion of small iron droplets dispersed in slag but no relevant inherent refining.

The results by Resch^[6] and Schürmann *et al.*^[33] are of interest as they estimated droplets residence durations based on the mass balance of phosphorous. This supports the results in this research where the large droplets contribute mainly to the refining process as only they have sufficient short residence times. The existence of large droplets was forecast by mathematical models^[12] and shown through CFD calculations.^[34] If droplet refining proves sufficiently relevant in future research, it would be recommended to use the presented model for medium-mass droplets combining this with a trajectory-based model, *e.g.*, that by Brooks *et al.*,^[35] for larger droplets.

Whether calculations are made with dense or bloated drops is irrelevant, the small drops have poor refining performance due to their low mass exchange rates with the bulk. This also applies to the hypothetical situation where the droplets “explode” into very small droplets. After droplets have suffered irreversible fragmentation their mass fragments have not sufficient small residence time to account for significant refining. The bloating time is minor compared to the residence time. The relative velocity of large droplets is too high to allow a gas halo (see Figure 2(a)). Internal nucleation seems unlikely for large droplets with sufficient internal circulation but could be more relevant than classical nucleation theory would suggest.^[36] The reaction mechanism shown in Figure 2(b) seems plausible but needs to be validated experimentally.

When comparing the various models for internal limiting mass transfer used in this research with the Wakao^[30] model for external limiting mass transfer, it is of interest to note that external mass transfer has little influence over total mass transfer. Consequently, the internal mass transfer is the rate-controlling factor (> 95 pct) during the mass exchange.

Droplet mass changes due to chemical reactions or coalescence are not considered in this work. The large residence times of small droplets lead to the accumulation of these droplets during the blow in the slag. Calculations show that the emulsion can contain significant volume fractions of metal. The modeling of coalescence phenomena is therefore required when modeling emulsion refining. It is expected that the residence time shortens significantly with a rising metal fraction in the emulsion. The unification of droplets leads to their accelerated sequestration into the bulk.

The presence of surface active components can enhance mass exchange.^[37] The influence of this phenomenon on overall mass transfer is not investigated in this work.

The upper droplet distribution Factor K_{r1} is calculated based on Kemminger's^[34] published simulation results. The largest droplets in published figures are measured and the value of K_{r1} for equal blowing conditions is calculated resulting in $\frac{1}{4}$. By further validating the residence time of the ejected population with data retrieved from experiments using a radioactive tracer method perform by Price, K_{r1} would be expected to be between $\frac{1}{4}$ and $\frac{1}{16}$ for the first $\frac{2}{3}$ of blowing time. Using a phosphorous balance and the presented model K_{r1} is expected to be between 1 and $\frac{1}{4}$. Therefore the calculated K_{r1} of $\frac{1}{4}$ is considered to be feasible and can be implemented in the droplet size distribution model for full scale converters instead of 2.7^[12] (small-scale validation).

VI. CONCLUSIONS

This work aimed to study the residence time of metal droplets in the slag during BOF processing. To this end,

a mathematical model for the residence time was developed and coupled with the blowing number theory by Rout *et al.* and a previously proposed model for the droplet size distribution. The main conclusions of the study can be summarized in the following.

For the study of industrial BOF converters, the mass ejection models by Resch^[6] and Rout *et al.*^[11] are preferable over the models by Subagyo *et al.*^[7] and Block *et al.*^[5] The droplet exit velocities were predicted using the model developed in this work and that by Subagyo *et al.*^[16] are improbably low in comparison to the CFD results available in the literature.^[34] The model constant K_{r1} of the droplets size distribution model^[12] was revised to $\frac{1}{4}$. The influence of the bloating phenomena on residence time was found to be negligible.

Regarding the kinetics of decarburization, the contribution of emulsion to the overall rate was estimated to be less than 25 pct. The refining contribution of small droplets (< 2 mm) was estimated to be negligible. Under the conditions of the calculations, the reaction rate of metal droplets was found to be limited by internal mass transfer irrespective of droplet size.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors appreciatively acknowledge the funding support of K1-MET GmbH, a metallurgical competence center. The research program of the K1-MET competence center is supported by COMET (Competence Center for Excellent Technologies), the Austrian program for competence centers. COMET is funded by the Federal Ministry for Climate Action, Environment, Energy, Mobility, Innovation, and Technology, the Federal Ministry for Labour and Economy, the Federal States of Upper Austria, Tyrol, and Styria as well as the Styrian Business Promotion Agency (SFG) and the Standortagentur Tyrol. Furthermore, Upper Austrian Research continuously supports K1-MET. Besides the public funding from COMET, the current research work of K1-MET is partially financed by the participating scientific partner Montanuniversität Leoben and the industrial partners Primetals Technologies Austria GmbH, RHI Magnesita GmbH, and voestalpine Stahl GmbH. The work by Assoc. Prof. Visuri was conducted within the framework of the FFS project funded by Business Finland.

CONFLICT OF INTEREST

The corresponding author states that there is no conflict of interest.

FUNDING

Open access funding provided by Montanuniversität Leoben.

OPEN ACCESS

This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License, which permits use, sharing, adaptation, distribution and reproduction in any medium or format, as long as you give appropriate credit to the original author(s) and the source, provide a link to the Creative Commons licence, and indicate if changes were made. The images or other third party material in this article are included in the article's Creative Commons licence, unless indicated otherwise in a credit line to the material. If material is not included in the article's Creative Commons licence and your intended use is not permitted by statutory regulation or exceeds the permitted use, you will need to obtain permission directly from the copyright holder. To view a copy of this licence, visit <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>.

APPENDIX

The influence of viscosity regarding the movement of droplets, close to the upper droplet distribution limit, through the slag, is negligible. For similar trajectory lengths, the residence time is estimated to be proportional to the inverse of the square root of the droplet diameter.

$$F = m \times g = \frac{1}{2} A v^2 C_v \rho \geq d^3 \propto d^2 v^2 \geq d \propto v^2 \geq d \propto \frac{1}{t_R^2} \quad [\text{A1}]$$

$$t_R \propto \frac{1}{\sqrt{d}} \quad [\text{A2}]$$

Using the Model of Calderbank^[27] the concentration of species in the droplet after a defined residence time is calculated.

$$c_r = c_{eq} + (c_0 - c_{eq}) \times \left(1 - \sqrt{1 - \exp\left(-\frac{4\pi^2 t_R K D}{d^2}\right)} \right) \quad [\text{A3}]$$

Considering species with sufficient refining potential which could not be utilized due to the short residence time $c_r \gg c_{eq}$ Eq. [A3] is simplified to [A4].

$$\Delta c = c_0 - c_r \approx c_0 \times \left(1 - \sqrt{1 - \exp\left(-\frac{4\pi^2 t_R K D}{d^2}\right)} \right) \quad [\text{A4}]$$

Large droplets experience short residence times. Using the Taylor series up to the linear term $\exp(x) \approx 1 + x$ Eq. [A4] is simplified to Eq. [A5].

$$\Delta c \approx c_0 \times \left(1 - \sqrt{\frac{4\pi^2 t_R K D}{d^2}} \right) \quad [\text{A5}]$$

$$\frac{d\Delta c}{dd} \propto \frac{\sqrt{t_R}}{d^2} \quad [\text{A6}]$$

$$\Delta c \propto \frac{\sqrt{t_R}}{d} \quad [\text{A7}]$$

When using a trajectory-based model for large droplets the residence time in Eq. [A7] is expressed using Eq. [A2] leading $\Delta c \propto d^{-\frac{5}{4}}$ and therefore

$$\Delta c \times \frac{1}{t_R} \approx d^{-\frac{5}{4}} d^{\frac{2}{4}} = d^{-\frac{3}{4}} \quad [\text{A8}]$$

Equation [A8] shows already a weaker than linear dependence of the product of two of three terms regarding Eq. [18] for large droplets. Considering the cumulative mass of the droplet size distribution equation [A9] and the relative mass fraction equation [A10]. The estimation of the dependence of relative mass fraction is possible.

$$w_{ej} = \exp\left(-\left(\frac{d}{d'}\right)^n\right) \quad [\text{A9}]$$

$$\frac{dw_{ej}}{dd} = -\frac{nd^{n-1}}{d^n} \exp\left(-\left(\frac{d}{d'}\right)^n\right) \quad [\text{A10}]$$

The distribution exponent n was calculated and measured to 1.25.^[12] Close to d' the diameter dependence of the mass density function is estimated to $\frac{dw_{ej}}{dd} \propto d^{\frac{1}{4}}$. Therefore reducing the dependence of emulsion refining on the droplet diameter for large droplets even further as presented in Eq. [A11].

$$\Delta w_{ej} \times \Delta c \times \frac{1}{t_R} \approx d^{\frac{1}{4}} d^{-\frac{5}{4}} d^{\frac{2}{4}} = d^{-\frac{1}{2}} \quad [\text{A11}]$$

In reference to Figure 12, it is noted that the modeled mass density function does not follow an RRS distribution. The diameter dependence is stronger for large droplets. The residence time in Eq. [A7] is modeled and not estimated using [A2].

NOMENCLATURE

A	Area, m^2
C_v	Drag coefficient, 1
d	Droplet diameter, m
D	Diameter of bubble column, m
f	Mass density function of hot metal droplet population, 1
F_D	Drag force, N
F_g	Buoyancy force, N
F_v	Force of viscosity, N
F_z	Centrifugal force, N
g	Gravitational constant, m/s^2
h_f	Foam height/m
h_a	Height available for foam/m
L	Emulsion eddy Radius, m
m	Mass, kg
\dot{m}	Mass flow, kg/s
P	Power, W
R	Droplet radius, m
Re	Reynolds number, 1
s	Coordinate system radial to emulsion eddy axis moving with eddy rotation, m
t	Time/s
t_R	Residence time of hot metal droplet in slag, s
v	Velocity, m/s
v_{go}	Empty tube speed, m/s
V	Volumina, m^3
w_{ej}	Cumulative mass of the ejected droplet size distribution, 1

GREEK LETTERS

ζ	Model constant given by Zehner ^[19, 20]
η_S	Emulsion decarburization efficiency
ρ	Density, kg/m^3
Φ	Drag coefficient, 1
ω	Angular speed, rad/s
Ω	Specific sample

SUBSCRIPTS

0	Initial conditions droplet trajectory
b	Bulk hot metal variable
d	Emulsified droplet variable
e	Metal–slag emulsion
ej	Ejected hot metal
F	Characteristic eddy in emulsion
g	Gas jet
Ω, M	Metal fraction of emulsion sample
Ω, S	Slag fraction of emulsion sample
s	Slag

st	Quasistatic hot metal mass in emulsion
r	Hot metal returning to bulk

BRACKETS

[Element of periodic table]	Mass fraction of element dissolved in liquid iron
(Element of periodic table)	Mass fraction of element dissolved in slag
{Element of periodic table}	Mass fraction of element in the gas phase

REFERENCES

- H.J. Nierhoff: *Stoffumsatz an den Metalltropfen in den Schlacken bei den Sauerstoffaufblasverfahren*. PhD thesis, Aachen, 1976.
- S.C. Koria and K.W. Lange: *Arch. Eisenhüttenwes.*, 1984, vol. 55, pp. 581–84.
- N. Standish: *ISIJ Int.*, 1989, vol. 29, pp. 455–61.
- B.K. Rout, G. Brooks, M. AkbarRhamdhani, Z. Li, F.N.H. Schrama, and A. Overbosch: *Metall. Trans. B*, 2018, vol. 49, pp. 1022–33.
- F.-R. Block, A. Masui, and G. Stolzenberg: *Arch. Eisenhüttenwes.*, 1973, vol. 44, pp. 357–61.
- W. Resch: *Die Kinetik der Entphosphorung beim Sauerstoffaufblasverfahren für phosphorreiches Roheisen*. PhD thesis, Clausthal, 1976.
- G.B. Subagyo, K.S. Coley, and G.A. Irons: *ISIJ Int.*, 2003, vol. 43, pp. 983–89.
- S. Spooner, Z. Li, and S. Sridhar: *Metall. Trans. B*, 2020, vol. 51, pp. 1301–314.
- M.A. Rhamdhani, G.A. Brooks, and K.S. Coley: *Metall. Trans. B*, 2006, vol. 37, pp. 1087–91.
- E. Chen and K.S. Coley: *Ironmak. Steelmak.*, 2013, vol. 37, pp. 541–45.
- B.K. Rout, G. Brooks, Subagyo, M.A. Rhamdhani, and Z. Li: *Metall. Trans. B*, 2016, vol. 47, pp. 3350–61.
- B. Mitas, V.-V. Visuri, and J. Schenk: *Metall. Trans. B*, 2022, vol. 53, pp. 3083–94.
- C.L. Molloseau and R.J. Fruehan: *Metall. Trans. B*, 2002, vol. 33, pp. 335–44.
- A.E. Handlos and T. Baron: *AIChE J.*, 1957, vol. 3, pp. 127–36.
- D.-J. Min and R.J. Fruehan: *Metall. Trans. B*, 1992, vol. 23, pp. 29–37.
- Subagyo, G.A. Brooks, and K.S. Coley: *Can. Metall. Q.*, 2005, vol. 44, pp. 119–30.
- V.-V. Visuri: *Mathematical Modelling of chemical Kinetics and rate Phenomena in the AOD Process*. PhD thesis, Oulu, 2017.
- J.D.C. Little: *Oper. Res.*, 1961, vol. 9, pp. 383–87.
- P. Zehner and G. Schuch: *Chem. Ing. Tec.*, 1984, vol. 56, pp. 934–35.
- P. Zehner: *Chem. Ing. Tec.*, 1982, vol. 54, pp. 248–51.
- K. Luckert, ed.: *Handbuch der mechanischen Fest-Flüssig-Trennung*. Vulkan-Verl, Essen, 2004.
- D. Mudersbach, P.M. Drissen, M. Kühn, and J. Geiseler: *Steel Res.*, 2001, vol. 72, pp. 86–90.
- R. Sarkar, P. Gupta, S. Basu, and N.B. Ballal: *Metall. Trans. B*, 2015, vol. 46, pp. 961–76.
- D.J. Price: *Process Engineering of Pyrometallurgy Symposium*, 1974, pp. 8–15.
- N. Dogan, G.A. Brooks, and M.A. Rhamdhani: *ISIJ Int.*, 2011, vol. 51, pp. 1093–101.
- R. Clift, J.R. Grace, and M.E. Weber: *Bubbles, Drops, and Particles*, 1978th ed. Dover, Mineola, 2013.

27. P.H. Calderbank and M.B. Moo-Young: *Chem. Eng. Sci.*, 1995, vol. 50, pp. 3921–34.
28. N. Frössling: *Gerl. Beitr. Geophys.*, 1938, vol. 52, pp. 170–210.
29. R. Higbie: *Trans. AIChE*, 1935, vol. 31, pp. 365–89.
30. N. Wakao and S. Kagei: *Heat and Mass Transfer in Packed Beds*, Gordon and Breach Science Publishers, New York, 1982.
31. Y. Lytvyniuk, J. Schenk, M. Hiebler, and H. Mizelli: *Thermodynamic and kinetic Modelling of the de-vanadization Process in the Steelmaking Converter*, 6th European Oxygen Steelmaking Conference (EOSC), Stockholm, Sweden, 2011.
32. P. Bundschuh: *Thermodynamische und kinetische Modellierung von LD-Konvertern*. PhD thesis, Montanuniversität Leoben, 2017.
33. E. Schürmann, G. Mahn, J. Schoop, and W. Resch: *Arch. Eisenhüttenwes.*, 1977, vol. 48, pp. 515–19.
34. A. Kemminger, F. Krause, and H.-J. Odenthal, in *9th European Oxygen Steelmaking Conference (EOSC)*, Aachen, Germany, 2022.
35. G. Brooks, Y. Pan, Subagyo, and K. Coley: *Metall. Trans. B*, 2005, vol. 36, pp. 525–35.
36. S.D. Lubetkin: *Langmuir*, 2003, vol. 19, pp. 2575–87.
37. J. Deng and F. Oeters: *Steel Res.*, 1990, vol. 61, pp. 438–48.

Publisher's Note Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.