

Berichte

der Technisch-Wirtschaftlichen Sachverständigenausschüsse

des

Reichskohlenrats

Die Berichte erscheinen in zwangloser Folge
und sind gegliedert nach den Fachgebieten

- A Kohlenbergbau
- B Kohlenverwendung
- C Kohlenstaubtechnik
- D Feuerungstechnik
- E Kohlentrocknungstechnik

Bericht D 80: GUMZ-Vergasung in der Schwäbe.

Get English translation

Berlin, Februar 1939

Preis RM 0,50

Kommission und Vertrieb: VDI-Verlag, Berlin NW 7

Berichte

der Technisch-Wirtschaftlichen Sachverständigenausschüsse des Reichskohlenrates

Bericht D 80:

Vergasung in der Schwebel*. (Bericht an den Reichskohlenrat.)

Von Dipl.-Ing. Wilhelm Gumz vdr, Heidelberg.

Inhaltsangabe: Technisch-wirtschaftliche Voraussetzungen und Aufgabestellung. Schema der Schwebelvergasung. Ermittlung der Schwebelgeschwindigkeit des Brennstoffkornes mit Hilfe empirischer Widerstandsbeiwerte und der Fräßlingschen Formel für die Fallgeschwindigkeit. Gas-, Korn- und Relativgeschwindigkeit. Wärmeübergang auf Kugeln und Erwärmung des Kornes im Gastrom. Die Vergasungszeit. Die Stoffaustauschzahl. Ermittlung der Vergasungszeit. Vergasung mit Sauerstoff oder sauerstoffreicherer Luft. Wassergaserzeugung. Auswertung der Ergebnisse. Zusammenfassung.

Technisch-wirtschaftliche Voraussetzungen und Aufgabestellung.

Vorgänge in der Schwebel zwischen feinkörnigen, festen Körpern und ihrem Traggas, wie Wärme- und Stoffaustausch oder Reaktionen zwischen Einzelbestandteilen des Traggases und der Oberfläche der festen Körper, werden in der Technik in steigendem Maße angewandt. Beispiele hierfür bilden die pneumatische Umlufttrocknung (Flug-trockner), die Trocknungsvorgänge in der Mühlenfeuerung und in der Naßkohlenfeuerung, die Verschmelzung, die Vergasung und endlich das weite Gebiet der Verbrennung in der Schwebel. Bei den Vorgängen in der Schwebel sind vor allem solche Vorgänge und Einrichtungen ins Auge zu fassen, die nicht wie z. B. die übliche Kohlenstaubfeuerung eine Feinmahlung des Brennstoffes voraussetzen, sondern die Staubkohle oder feinkörnigen Brennstoff im Zustande, wie er anfällt, lediglich auf ein gewisses Maß vorgebrochen, unmittelbar verarbeiten.

Die wirtschaftliche Bedeutung derartiger Vorgänge liegt darin, daß die Brennstoffe mit einem Mindestmaß an Aufbereitungskosten belastet werden, was sich vor allem auch bei dem Enderzeugnis des betreffenden Vorganges in einer entsprechenden Kostensenkung bemerkbar macht. Ein weiterer Vorteil liegt darin, daß verschiedenartige Vorgänge, wie z. B. Trocknung, Verschmelzung, Vergasung und Verbrennung durch entsprechende Wahl des Traggases in verhältnismäßig sehr einfachen Einrichtungen unmittelbar hintereinander geschaltet werden können, so daß der ganze Weg vom Rohstoff bis zum Fertigerzeugnis in kürzester Zeit, mit geringstem Förderaufwand und ohne jegliche weitere Zwischenaufbereitung zurückgelegt werden kann. Ein weiterer Vorzug ist darin zu erblicken, daß gewisse erwünschte Vorgänge, wie z. B. die Zerkleinerung, allein durch die Wärmezufuhr von selbst eintreten — dies trifft ganz besonders bei Trocknungsvorgängen zu — und daß andere unerwünschte Vorgänge, wie z. B. das Zusammenbacken des Brennstoffes bei der Erhitzung, weitgehend vermieden werden. Aus allem ergibt sich, daß auch die Betriebskosten für die Vorgänge in der Schwebel in vielen Fällen geringer sind als bei ruhender Schicht. Der Wegfall der Zerkleinerungsarbeit und der dadurch entstehenden, bei einzelnen Brennstoffen, z. B. ascherreichen Steinkohl-, Koks und Schmelzkoks sehr beträchtlichen Verschleißkosten läßt die mit größerem Staub arbeitenden Schwebelvorgänge besonders wirtschaftlich erscheinen.

Diese in Einzelgebieten der Technik z. B. bei der Feuerung schon weitgehend ausgenützten Vorteile bieten auch

für die Vergasungstechnik einen großen Anreiz. Obwohl bereits technische Großanlagen für die Vergasung in der Schwebel bestehen, die jedoch mehr oder weniger auf empirischer Grundlage errichtet und unter Aufwand erheblicher Versuchskosten zu erfolgreichem Betrieb gebracht wurden, fehlen doch noch bisher die theoretischen Unterlagen für die physikalischen Vorgänge bei der Vergasung in der Schwebel, die notwendig sind, um ein richtiges Verständnis für den Vorgang selbst zu gewinnen, um Anhaltswerte für die Bemessung und Betriebsweise der Vergasungseinrichtungen zu erhalten und endlich, um konstruktive, auf der Kenntnis der Vorgänge selbst fußende Verbesserungen zu ermöglichen. Ferner gestattet die Kenntnis des physikalischen Ablaufs des Vergasungsvorganges in der Schwebel, den Einfluß der verschiedenen Veränderlichen im Betrieb eines Schwebelvergasers zu erfassen und die Betriebsweise den wirtschaftlichsten Bedingungen anzupassen. Daraus ergibt sich die Aufgabestellung einer theoretischen Untersuchung der Vorgänge der Vergasung in der Schwebel, bei welcher solche Abstraktionen gemacht werden müssen, die notwendig sind, um die wahren Veränderlichen klar herauszuschälen und eine Lösung auf rechnerischem oder zeichnerischem Wege zu ermöglichen. Dabei sollen die bei der Untersuchung gemachten Voraussetzungen geprüft werden, um die störenden Einflüsse des wirklichen Betriebes wenigstens qualitativ zu erfassen.

Schema der Schwebelvergasung.

Eine Einrichtung zur Vergasung in der Schwebel ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Der Brennstoff wird bei 1 und 2, das Vergasungsmittel (Luft) bei 3 zugeführt. Der Luft- bzw. Gastrom, das Traggas des feinkörnigen Brennstoffes, bewegt sich im Schacht 4 aufwärts, wobei ihm der Vergasungsweg l_1 zur Verfügung steht. Ein Sieb S , das im einfachsten Falle eine Umkehrstelle sein kann, hier als Zyklon angedeutet, sorgt für die Abseparation und Rückführung des noch nicht restlos vergasteten Grobkorns, während das Gas in den Raum 6 abströmt. Dieser Raum 6 kann als Nachvergasung für die noch mitgerissenen, nicht restlos vergasteten Teilchen dienen. Man kann dann nach Bedarf durch 5 weitere Mengen an Vergasungsmitteln zuführen oder aber, falls die

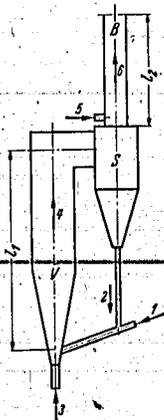


Abb. 1. Schema eines Schwebelvergasers.

* Dr.-Ing.-Dissertation in der Fakultät für Maschinenwesen der Technischen Hochschule zu Berlin, 1938.

Verbrennung als Endziel des Vorganges angesehen wird, kann bei 5 die Verbrennungsluft am zweckmäßigsten durch besondere Zweitluftdüsen eingeleitet werden, wobei die Länge l_2 als Vergasungsweg bzw. als Brennweg für das Gas und für etwaige noch vorliegende Brennstoffteilchen zur Verfügung steht. Der Brennweg l_2 ist so zu bemessen bzw. der Sichter S ist so einzustellen, daß die gerde noch mitgerissenen Teilchen auf dieser Strecke restlos nachvergast bzw. verbrennen. Man hat es also mit verhältnismäßig einfachen Mitteln in der Hand, eine genügende Aufenthaltsdauer der festen Teilchen im Vergaser 4 bzw. 6 zu schaffen und die Zahl der Umläufe über Sichter und Vergaser der Korngröße anzupassen.

Ermittlung der Schwebegegeschwindigkeit des Brennstoffkorns.

Zur Berechnung derartiger Vorgänge in der Schwabe müssen zunächst die notwendigen und zweckmäßigsten Geschwindigkeiten des Traggases, die Korngeschwindigkeiten und die Relativgeschwindigkeiten zwischen Korn und Traggas ermittelt und sodann die Wärmeübertragung und die Reaktionszeit des festen Brennstoffs untersucht werden. Wir nehmen für den Brennstoff zunächst Kugelgestalt an. Mikrophotographien erhitzten Kohlenstaubes lassen diese Annahme sogar in gewissem Maße als durchaus berechtigt erscheinen¹. Abweichungen davon, wie auch die Rauigkeiten und Unregelmäßigkeiten der Oberfläche drücken sich lediglich in einer Vergrößerung der Widerstandszahl C aus, ändern jedoch nichts an den grundsätzlichen Ergebnissen.

Der Widerstand einer umströmten Kugel [vgl. die linke Seite der Gl. (1)] bzw. der Widerstandsbeiwert C hängt von der Lage der Ablösungsgrenze ab, die niemals ein genauer Breitenkreis, sondern eine gezackte Linie ist, und die von geringsten Unebenheiten in starkem Maße beeinflusst wird. Bezeichnend ist es, wie sehr z. B. bei Widerstandsmessungen an Kugeln die Ergebnisse von der Art der Aufhängevorrichtung der Kugeln im Versuchsstand abhängen². Die Absolutwerte³ (vgl. Abb. 5) können daher erheblichen Schwankungen unterliegen. Gasterstädt⁴ hat überdies bei seiner Untersuchung des pneumatischen Fördervorganges festgestellt, daß die Teilchen sehr lebhaft kreiseln, wenn auch angenommen werden muß, daß die Drehbewegung keine dauernde ist, sondern daß neben vollständiger Drehung vorzugsweise auch Lagenänderungen durch Viertel- oder Halbdrehung vorkommen. Durch diese Drehbewegungen erfahren die Teilchen zusätzliche Kräftewirkungen (Magnus-Effekt), die sie aus ihrer Bahn herausdrängen und sie Wege beschreiben lassen, die eine unregelmäßige Linie um den gedachten theoretischen Weg herum darstellen. Nach den Messungen von C. Wieselsberger⁵ muß man annehmen, daß dadurch der Widerstand ebenfalls erhöht wird, ganz besonders bei langgestreckten Körpern. Hinzu kommt, daß unsere Schwabeteilchen Wärme

entbinden, so daß an und in der Nähe der Oberfläche hohe Temperaturen und entsprechend geringe Dichten herrschen. Da aber, wie Versuche von S. Nikitine⁶ und E. G. Richardson⁷ zeigen, der Widerstand bei geheizter Grenzschicht stark erniedrigt wird, so arbeitet dieser Einfluß dem Rotationseffekt entgegen. Die Widerstandszahl der wirklichen Teilchen könnte experimentell geklärt werden, indem man durch Ausmessen der Teilchen und Ermittlung der Schwebegegeschwindigkeit in der Weise, wie es von J. Gasterstädt⁴ vorgeschlagen worden ist, „den Grad der Kugeligkeit“ zu ermitteln sucht und für die unregelmäßigen Teilchen einen äquivalenten Kugeldurchmesser einführt⁸. Beobachtungen aus der Praxis an Umlufttrocknern haben gezeigt, daß man den durch Siebung festgestellten Teilchendurchmesser als äquivalenten Kugeldurchmesser annehmen kann, und daß sich dann eine hinreichende Übereinstimmung zwischen der Rechnung (mit Annahme der Kugelgestalt) und der Wirklichkeit (unregelmäßige Teilchen) ergibt⁹. Wir begnügen uns daher mit der Annahme einer Kugelgestalt unter Ausschaltung der übrigen genannten Einflüsse.

Die Schwebegegeschwindigkeit einer Kugel ergibt sich aus der einfachen Beziehung, daß ihr Strömungswiderstand gleich ihrem Gewicht abzüglich ihres Auftriebs sein muß, also

$$C \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{\gamma \cdot w^2}{2g} = \frac{\pi d^3}{6} \cdot (\gamma_K - \gamma) \quad (1)$$

Hierin ist C die Widerstandszahl, bezogen auf die projizierte Kugelfläche vom Durchmesser d (m), γ das spez. Gewicht des Traggases bei seiner Temperatur, γ_K dasjenige der Kugel, w die Traggasgeschwindigkeit. Führt man aus der Definitionsgleichung der Reynoldsschen Zahl

$$Re = \frac{w \cdot d}{\nu} \quad (2)$$

(ν = kinematische Zähigkeit in $m^2 s^{-1}$) in Gl. (1)

$$d = \frac{\nu \cdot Re}{w} \quad (2a)$$

ein und löst nach w auf, so erhält man

$$w = 2,356 \cdot \sqrt[3]{\frac{\nu (\gamma_K - \gamma)}{\gamma}} \cdot \sqrt[3]{\frac{Re}{C}} \quad (3)$$

Die Widerstandszahl C ist in Abhängigkeit von Re empirisch bekannt³. Im Bereich $Re < 1$ gilt die Stokessche Beziehung

$$C = 24 \cdot (Re)^{-1} \quad (4)$$

Im Gebiet $Re > 1$ ist jedoch die formelmäßige Darstellung schwieriger und im allgemeinen nur für einen engeren Anwendungsbereich möglich¹⁰. Man geht daher zur Berechnung so vor, daß man den empirischen C -Wert in Gl. (3) einsetzt, w errechnet und aus Gl. (2a) das zugehörige d erhält. So ist die Darstellung Abb. 2 und 3 für den hier interessierenden Bereich von $t = 900 - 1500^\circ C$ und $d = 0 - 8$ mm entstanden. Die kinematische Zähigkeit ist

¹ Vgl. A. Thau, Die Schwelung von Braun- und Steinkohle, Halle 1927, S. 422 nach Nowall und Sinnat, Fuel 3 (1924), S. 424.

² Vgl. O. Flachsbart, Neue Untersuchungen über den Luftwiderstand von Kugeln, Physik. Z. 28 (1927), 13, S. 401/400.

³ L. Schlichter, Hydro- und Aero-Dynamik, 2. Teil, Widerstand und Auftrieb (Wien, Harms, Handbuch der Experimental-Physik IV, 2), S. 304.

⁴ J. Gasterstädt, Die experimentelle Untersuchung des pneumatischen Fördervorganges. Forsch. Arb. Ing. Wes. 265 (1924). Es wurden zum Teil Winkelgeschwindigkeiten festgestellt, die 10—20 000 U/min entsprechen.

⁵ C. Wieselsberger, Über den Luftwiderstand bei gleichzeitiger Rotation des Versuchskörpers. Physik. Z. 28 (1927), 2, S. 84/88.

⁶ S. Nikitine, Sur un principe de diminution de la résistance à l'avancement d'un corps dans un fluide. C. R. Acad. Sci. (Paris) 197 (1933), S. 896/898. Vgl. Referat Zbl. Mech. 1 (1933), 7, S. 328.

⁷ E. G. Richardson, The aerodynamic characteristics of a cylinder having a heated boundary layer. Philos. Mag. VII 23 (1937), S. 681/695. Vgl. Referat Zbl. Mech. 6 (1937), 3, S. 136.

⁸ Vgl. hierzu Hakon Wadell, The coefficient of resistance as a function of Reynolds number for solids of various shapes. J. Frankl. Inst. 217 (1934), S. 469/490, siehe auch Referat Zbl. Mech. 2 (1934), 2, S. 86.

⁹ Nach persönlicher Mitteilung des Herrn Dr.-Ing. E. Rammler, Dresden.

¹⁰ Vgl. T. Widell, Z. VDI 80 (1936), 50, S. 1497/1498.

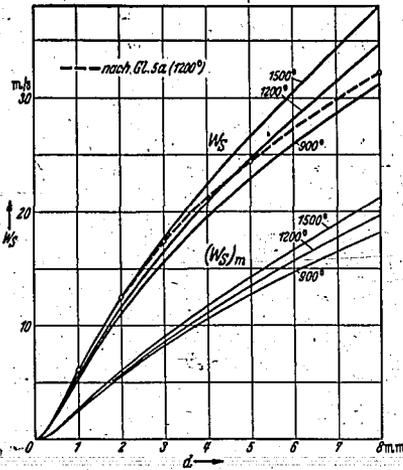


Abb. 2. Schwabegeschwindigkeit (Korndurchmesser 0—8 mm) und $(w_s)_m$

dabei [für ein Steinkohlenrauchgas ($n = 1$)] nach E. Rammler und K. Breiting¹¹ berechnet.

Für die technischen Bedürfnisse ist die Fallgeschwindigkeitsformel von N. Frössling¹², der einen früher gegebenen Ansatz von W. Schmidt¹³ benutzt, recht gut brauchbar. Sie lautet mit den Bezeichnungen wie oben

$$\frac{1}{w} = \frac{1}{w_{St}} + \frac{1}{w_N} \quad (5)$$

$$= 1,835 \frac{\gamma}{\gamma_K - \gamma} \cdot \nu \cdot \frac{1}{d^2} + 0,1855 \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma_K - \gamma}} \cdot \frac{1}{\sqrt{d}} \quad (5a)$$

w_{St} ist die „Stokes-Geschwindigkeit“, w_N die „Newton-Geschwindigkeit“ (quadratisches Widerstandsgesetz mit $C = 0,45$). In Abb. 2 ist die nach Gl. (5a) berechnete Geschwindigkeit für $t = 1200^\circ C$ gestrichelt eingetragen. Mit Hilfe dieser Gleichung sind auch die Werte zur Darstellung des Einflusses des spez. Gewichtes der Kugeln in Abb. 4 entstanden.

Die Abb. 2 und 3 gestatten, die Schwabegeschwindigkeiten (w_s) für den Temperaturbereich von $900 - 1500^\circ C$ und für ein spez. Gewicht der Kugeln von 1200 kg/m^3 , welches etwa der Steinkohle entspricht, unmittelbar abzulesen. Wird die Steinkohle jedoch verkocht, so verringert sich ihr spez. Gewicht, wobei das sog. „scheinbare spez. Gewicht“ einzusetzen ist. Die Berichtigungsbeiwerte ζ für geringere spez. Gewichte können der Abb. 4 entnommen werden. Im Bereich der Stokesschen Gleichung ist die Schwabegeschwindigkeit dem spez. Gewicht der Kugeln proportional, man erhält daher für den Bereich unterhalb $Re = 1$ die untere gerade Linie in Abb. 4.

Gas-, Korn- und Relativgeschwindigkeit.

Befindet sich eine Kugel in einem aufsteigenden Gasstrom, der eine gleichförmige und konstante Geschwindigkeit

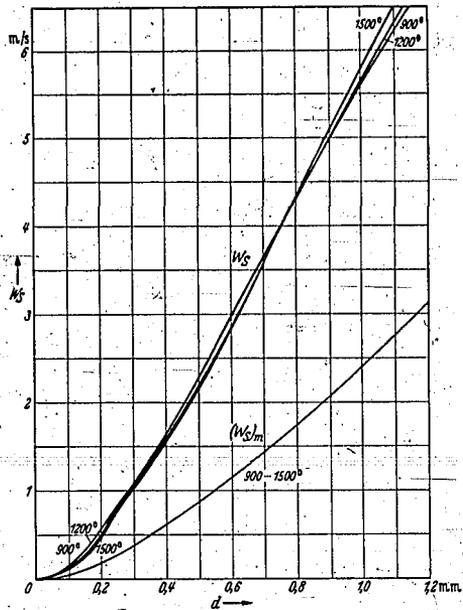


Abb. 3. Schwabegeschwindigkeit (Korndurchmesser 0—1,2 mm) und $(w_s)_m$

keit w_G besitzt, die gerade gleich der Schwabegeschwindigkeit der Kugel ist, so ist sie in Ruhe. Die Korngeschwindigkeit ist $w_K = 0$, und die Relativgeschwindigkeit zwischen Kugel und Gas (Traggas) ist gleich der Schwabegeschwindigkeit der Kugel, $w_N = w_s$. Erhöht man die Gasgeschwin-

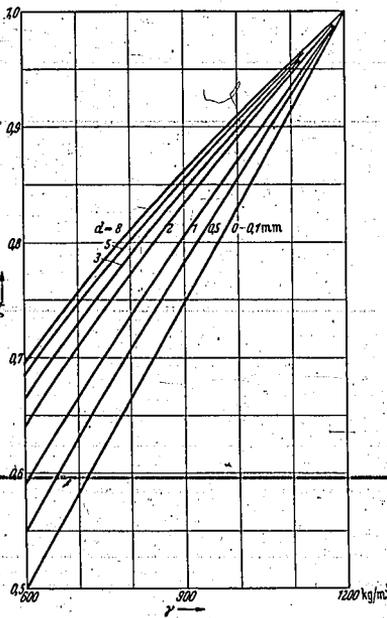


Abb. 4. Umrechnungsbeiwert zur Umrechnung der Schwabegeschwindigkeit (nach Abb. 3 und 4) auf andere spez. Gew. des Kornes.

¹¹ E. Rammler und K. Breiting, Über die Zähigkeit von Gasen und Gasgemischen, sowie ihre Abhängigkeit von der Temperatur. Bericht an den Reichskohlenrat E 6, Berlin 1937.

¹² Nils Frössling, Über die konstante Fallgeschwindigkeit von Kugeln. Gerlands Beitr. Geophys. 61 (1937), 2/3, S. 107 bis 173. Vgl. Referat Zbl. Mech. 6 (1938), S. S. 373.

¹³ W. Schmidt, S.-B. K. Akad. Wiss. Wien 118 (1909), S. 71.

digkeit w_G , so wird die Kugel mit der Geschwindigkeit $w_K = w_G - w_S$ mitgenommen. Die nach oben gerichtete konstante Gasgeschwindigkeit ist nämlich mit der nach unten gerichteten konstanten Fallgeschwindigkeit (Schwebegeschwindigkeit) geometrisch zu addieren, damit man die Kugelgeschwindigkeit erhält. Die Relativgeschwindigkeit w_R bleibt wieder gleich w_S . Die Schwebegeschwindigkeit stellt also die höchst erreichbare Relativgeschwindigkeit zwischen der Kugel (dem Brennstoffkorn) und seinem Traggas dar. Im fallenden Gasstrom ist $w_K = w_G + w_S$ und die Relativgeschwindigkeit $w_R = -w_S$. Im waagerechten Gasstrom läßt sich die Relativgeschwindigkeit Gas/Korn nach den Versuchen Gasförstädt⁴ in Abhängigkeit von der Schwebegeschwindigkeit durch die Beziehung

$$w_R = w_S \cdot (0,170 + 0,0121 \cdot w_G) \quad (6)$$

ausdrücken. Man kann somit für alle Verhältnisse die Korn- und Relativgeschwindigkeiten aus der Gas- und Schwebegeschwindigkeit errechnen, kann aber aus diesen Betrachtungen auch sofort folgende Schlüsse ziehen:

1. Die Gasgeschwindigkeit muß, um Stoffansammlungen innerhalb der Apparatur zu verhüten, an allen Stellen gleich oder etwas größer als die Schwebegeschwindigkeit des größten Kornes (unter Einsetzung seines ursprünglichen spez. Gewichtes) gewählt werden.

2. Es ist jedoch zwecklos, die Gasgeschwindigkeit wesentlich über die Schwebegeschwindigkeit des größten Kornes zu erhöhen, weil eine Erhöhung der Relativgeschwindigkeit Gas/Korn und damit des Wärmeübergangs auf diesem Wege unmöglich ist. Eine zu große Gasgeschwindigkeit hat vielmehr den Nachteil, daß die Aufenthaltszeit des Kornes im Reaktionsraum unnötig verkürzt wird. Ebenso stellen, insbesondere für die groben Teilchen, die aufsteigenden Gasströme den wertvolleren Teil der Anlage dar, da sie größte Aufenthaltsdauer ergeben, während die fallenden Gasströme eher als ein notwendiges Übel für die Verbindung mehrerer aufsteigender Gasströme angesehen werden können. In den fallenden Gasströmen können dort, wo man sich daraus eine Ersparnis an Gasförderkosten verspricht, wesentlich niedrigere Gasgeschwindigkeiten gewählt werden, ohne Rücksicht auf die Größe der Schwebegeschwindigkeit.

Die Voraussetzung einer gleichförmigen Geschwindigkeit über den ganzen Querschnitt des Reaktionsraumes ist praktisch nicht verwirklicht. Infolge der Reibungsverluste stellt sich ein Geschwindigkeitsprofil ein, welches in der Nähe der Wand abnehmende Geschwindigkeiten zeigt. Gerät ein grobes Teilchen in diesen Bereich, der unter Umständen unterhalb seiner Schwebegeschwindigkeit liegt, so wird es nach unten fallen, bis es etwa durch die auf es einwirkenden Kräfte wieder in den Bereich höherer Geschwindigkeiten gelangt. Besonders in und kurz hinter Krümmern verändert sich das Strömungsprofil bekanntlich sehr stark, wobei die größte Geschwindigkeit nach der Krümmeraußenseite wandert, um später hinter der Krümmung allmählich wieder zur Mittelachse des Rohres zurückzukehren. Auf der Krümmereinnenseite ist daher unter Umständen mit einem erheblichen Rückgang der Korngeschwindigkeiten zu rechnen. Hinzu kommt, daß sich in Krümmern die bekannten Sekundärströmungen ausbilden, die die Teilchen, wenigstens die feinsten von ihnen, quer zur Achse bewegen. Es ist also damit zu rechnen, daß praktisch ein gewisser, wenn auch kleiner Teil des groben Kornes innerhalb des Gasstroms in Umlauf gerät, was in diesem Fall als eine günstige Verlängerung der Aufenthalts-

dauer der Teilchen im Gasstrom gewertet werden kann. Für die Anordnung der Beschickung ist daraus der Schluß zu ziehen, daß zur Verhütung einer Verstopfung der Apparatur eine Anordnung in gewisser Höhe, wenn nicht gar am oberen Ende eines fallenden Gasstromes zu bevorzugen ist.

Wärmeübergang auf Kugeln und Erwärmung des Kornes im Gasstrom.

Mit der Kenntnis des Korndurchmessers, der Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Korn und des Zustandes des tragenden Gases (Temperatur, Druck, Zusammensetzung) läßt sich der Wärmeübergang vom Traggas auf das Korn errechnen. Obwohl die Kugel für die Technik, die Physik und die Meteorologie ein so überaus wichtiger Körper ist, fehlen wegen der großen versuchstechnischen Schwierigkeiten bisher jegliche Untersuchungen über den Wärmeübergang vom Gas auf eine Kugel bei erzwungener Strömung. Zur Überbrückung dieser Schwierigkeit soll folgender Analogieschluß gezogen werden, der den Wärmeübergang auf die

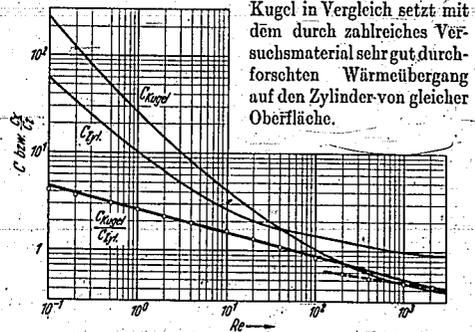


Abb. 5. Widerstandsbeiwerte C_K für die Kugel C_Z für den Zylinder und das Verhältnis C_K/C_Z in Abhängigkeit von der Reynold'schen Zahl.

Wir wollen annehmen, daß sich die Wärmeübergangszahl auf die Kugel zur Wärmeübergangszahl auf den Zylinder verhält wie der Widerstand der Kugel zum Widerstand eines Zylinders gleicher Oberfläche, d. h. für das Längenverhältnis $l = d$. Als Widerstandszahl für den Zylinder muß man diejenigen Werte benutzen, die sich auf den unendlich langen Zylinder beziehen bzw. einen Zylinder betrachten, der an seinen Stirnflächen Scheiben besitzt, die den störenden Einfluß der Stirnfläche auf den Widerstandsbeiwert ausschalten. Dies ist deshalb notwendig, weil sich ja auch die Wärmeübergangszahlen nur auf die Zylinderfläche selbst, nicht auf die Stirnflächen beziehen. Da der Widerstand der Kugel auf den größten Breitenkreis bezogen wird, der Widerstand des Zylinders aber auf die Fläche $l \cdot d = d^2$ kann man das Verhältnis der Widerstände auch durch das Verhältnis der Widerstandsbeiwerte multipliziert mit $\pi/4$ ausdrücken.

$$\alpha_K = \alpha_Z \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \frac{C_K}{C_Z} \quad (7)$$

In Abb. 5 sind die Widerstandsbeiwerte für die Kugel und für den Zylinder sowie das Verhältnis beider in Abhängigkeit von der Reynold'schen Zahl aufgetragen¹⁴. Das Verhältnis C_K/C_Z läßt sich, wie man sieht, in dem Be-

¹⁴ Vgl. Fußnote 3, S. 304 und 313 a. a. O.

reich von $Re = 10^{-1}$ bis 100 sehr gut durch die Gleichung

$$\frac{C_K}{C_Z} = 2,640 \cdot (Re)^{-0,235} \quad (8)$$

darstellen. Darüber hinaus ändert sich der Verlauf, so daß es — wie sich sogleich zeigen wird, auch aus anderen Gründen — zweckmäßig ist, zwischen zwei verschiedenen Bereichen unterhalb und oberhalb $Re = 100$ zu unterscheiden. Oberhalb $Re = 100$ ergibt sich die in Abb. 5 eingetragene gestrichelte Gerade von der Gleichung

$$\frac{C_K}{C_Z} = 1,182 \cdot (Re)^{-0,13} \quad (9)$$

Über den Wärmeübergang auf Zylinder (Rohre oder Drähte) liegen zahlreiche Untersuchungen vor, die sich über ein außerordentlich weites Gebiet der Reynoldsschen Zahlen erstrecken. J. Ulsamer¹⁵ hat diese Versuche neu ausgewertet und hat für den Bereich $0,1 < Re < 50$ die Gleichung

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = 0,817 \cdot (Re)^{0,385} \quad (10)$$

und für den Bereich $50 < Re < 10000$ die Gleichung

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = 0,536 \cdot (Re)^{0,50} \quad (11)$$

aufgestellt. Man begeht keinen großen Fehler, wenn man aus Zweckmäßigkeitsgründen Gl. (10) bis $Re = 100$ und Gl. (11) erst für den Bereich darüber benutzt. Der Sprung von einer Gleichung zur anderen liegt dann für die Gl. (8) und (9) sowie (10) und (11) an gleicher Stelle. Man erhält dann für die Wärmeübergangszahl auf die Kugel

$$\alpha_K = 1,694 \cdot \frac{\lambda}{d} \cdot (Re)^{0,15} \quad (12a)$$

$$= 1,694 \cdot \lambda \cdot \nu^{-0,15} \cdot d^{-0,85} \cdot \omega^{0,15} \quad (12b)$$

unter Benutzung der Gl. (8) und (10). Diese Formeln gelten dementsprechend für den Bereich unterhalb $Re = 100$, während man für $Re > 100$ aus Gl. (9) und (11) erhält:

$$\alpha_K = 0,50 \cdot \frac{\lambda}{d} \cdot (Re)^{0,37} \quad (13a)$$

$$= 0,50 \cdot \lambda \cdot \nu^{-0,37} \cdot d^{-0,63} \cdot \omega^{0,37} \quad (13b)$$

Mit Hilfe dieser Gleichungen ist es möglich, die Erwärmung des als Kugel aufgefaßten Brennstoffkorns rechnerisch zu verfolgen, wobei man sich der von Gröber¹⁶ angegebener Lösung bedient. Hierzu ist es notwendig, die Wärmeleitzahl für Kohle und Koks sowie das spez. Gewicht zu kennen. Die Wärmeleitzahl für Kohle am Stück ist dabei mit $0,23 \text{ kcal/m} \cdot \text{h} \cdot \text{Grad}^{17}$ und für Koks mit $0,35 \text{ kcal/m} \cdot \text{h} \cdot \text{Grad}^{18}$, das spez. Gewicht mit 1200 kg/m^3 für Kohle und 900 kg/m^3 für Koks eingesetzt. In Abb. 6 sind die Ergebnisse einer solchen Berechnung für 5 mm , 1 mm und $0,1 \text{ mm}$ \varnothing der Kugel bei einer konstanten Gas-temperatur von 900° aufgetragen, wobei sich die aus-

gezogenen Kurven auf die Kugeloberfläche, die gestrichelten Kurven dagegen auf den Kugelmittelpunkt beziehen. Bei $0,1 \text{ mm}$ \varnothing fallen beide Kurven bei dieser Darstellung zusammen. Mit Rücksicht auf die außerordentlich verschiedene Erhitzungsgeschwindigkeit der Kugeln von verschiedenem Durchmesser ist bei $0,1 \text{ mm}$ \varnothing mit den Stoffwerten für Koks, bei 5 mm \varnothing mit den Stoffwerten für Kohle und bei 1 mm \varnothing mit Zwischenwerten gerechnet.

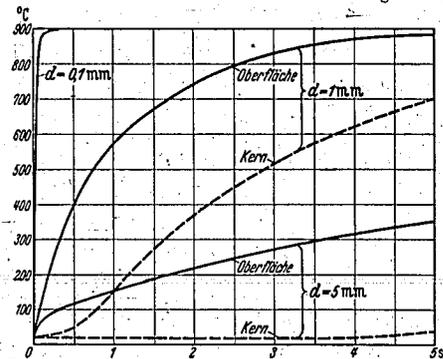


Abb. 6. Aufwärmung von Brennstoffkugeln in einem Gasstrom von $t = 900^\circ \text{C}$.

Man erkennt aus diesem Bild, wie langsam die Erhitzung und damit die Verkokung eines groben Brennstoffteilchens vor sich geht.

Betrachten wir als Beispiel einen aufsteigenden Gasstrom von 900° und 25 m/s Geschwindigkeit, in welchen Kugeln von $0,1$, 1 und 5 mm \varnothing und 20° Anfangstemperatur gleichzeitig eingeführt werden, so ergeben sich für einen 6 m langen Gasweg die Zahlenwerte der Zahlentafel 1.

Zahlentafel 1.

Korndurchmesser mm	5	1	0,1
Mittlerer Zustand des Korns	unverkokt	$\frac{3}{4}$ verkokt	ganz verkokt
Gasstemperatur $^\circ\text{C}$	900	900	900
Gasgeschwindigkeit m/s	25	25	25
Anfangsschwebegeschwindigkeit m/s	23	5	0,1
Anfangskorngeschwindigkeit m/s	2	20	24,9
Aufenthaltsdauer (mit den Anfangswerten gerechnet) s	3	0,3	0,241
Wärmeübergangszahl α kcal/m ² h ² $^\circ\text{C}$	74,6	180,9	735
Korntemperatur $^\circ\text{C}$	20	513	900
Vergasungszeit d. ganzen Teilchens s	150	13	0,34

Die sichtende Wirkung des Gasstromes wirkt zwar etwas ausgleichend auf die Aufenthaltsdauer der verschiedenen Korngrößen, dies genügt jedoch nicht, die sehr unterschiedliche Aufheizgeschwindigkeit auszugleichen. Während der Kern der 5 mm -Kugel völlig kalt bleibt, ist die $0,1 \text{ mm}$ -Kugel restlos durchgekocht. Dabei wird sich der Durchmesser entsprechend dem linearen Blähgrad unter Umständen etwas erweitern. Je nach dem Verhalten des Korns bei der Erhitzung (Backen und Blähen oder Zerfallen) werden sich Verschiedenheiten bei den einzelnen Kohlsorten ergeben können, die sich aber durch die Sicherwirkung zum Teil wieder ausgleichen. Blähendes Korn wird langsamer vergasen, also mehr Umläufe über Sichter und Vergaser machen müssen als zerfallendes. Grobes Korn wird zunächst das spez. Gewicht der Kohle aufweisen, zerfallendes dagegen und Feinkorn schneller das geringere spez. Gewicht des Kokses annehmen und dadurch seine Schwebegeschwindigkeit verringern (siehe

¹⁵ J. Ulsamer, Die Wärmeabgabe eines Drahtes oder Rohres an einen senkrecht zur Achse strömenden Gas- oder Flüssigkeitsstrom. Forsch. Ing.Wes. 3 (1932), 2, S. 04/08.

¹⁶ H. Gröber, Einführung in die Lehre von der Wärmeübertragung, Berlin 1926, S. 35ff. Zweckmäßigweise benutzt man die in größerem Maßstabe wiedergegebenen Tafeln von H. Buchmann, Tafeln über Abkühlungsvorgänge einfacher Körper. Berlin 1938.

¹⁷ Im Schrifttum findet man häufig den Wert $\lambda = 0,13$ angegeben. Der obige Wert wurde auf meine Anregung von Herrn Dipl.-Ing. Fritze in der Physik.-Techn. Reichsanstalt Berlin gemessen. Eine Veröffentlichung dieser Meßwerte erfolgt später.

¹⁸ Nach Schläpfer und Dobrunner, Schweiz. Ver. Gas- u. Wasserfachs. Monatsbull. 4 (1924), 21. Vgl. auch H. Brückner, Gastafeln, München und Berlin 1937, S. 73.

Abb. 4). Da für die Kugeln das „scheinbare spez. Gewicht“ einzusetzen ist, kann bei backender und blühender Kohle unter Umständen ein weit geringeres spez. Gewicht auftreten, als man es am Stückkoks beobachtet.

Die Vergasungszeit.

Für die nachstehenden Ableitungen betrachten wir der Einfachheit halber Kohlenstoffkugeln; der Einfluß der Asche soll also zunächst unberücksichtigt bleiben. Als Vergasungsmittel diene gewöhnliche Luft, ihr Wasserdampfgehalt werde vernachlässigt. Zur Vergasung von 1 kg C mit Luft werden 0,933 Nm³ oder 1,333 kg Sauerstoff benötigt. Um die Kugeloberfläche von außen her bis zur Tiefe dr zu vergasen, muß demnach das Sauerstoffgewicht

$$-dG = 1,333 \cdot \gamma_K \cdot 4\pi r^2 \cdot dr \quad (14)$$

an die Oberfläche herangebracht werden. Dieser Stofftransport läßt sich ausdrücken durch die Gleichung

$$dG = \gamma_{O_2} \cdot dV = \beta \cdot 4\pi r^2 \cdot O_2 \cdot \gamma_{O_2} \cdot dz \quad (15)$$

wie sie auch bereits von Nusselt bei einem ähnlichen Problem verwendet worden ist¹⁹. Darin bedeutet β die Stoffaustauschzahl, $4\pi r^2$ die Kugeloberfläche, O_2 die jeweilige Sauerstoffkonzentration bzw. das Konzentrationsgefälle, da die Konzentration an der Oberfläche zu Null angenommen werden kann, γ_{O_2} das spez. Gewicht (die Wichte) des Sauerstoffs und z die Zeit. Aus Gl. (14) und (15) findet man dann den Zusammenhang zwischen dem Korradius r und der Zeit z , es ist

$$-1,333 \cdot \gamma_K \cdot dr = \beta \cdot O_2 \cdot \gamma_{O_2} \cdot dz \quad (16)$$

Eine mathematisch strenge Lösung dieser Gleichung ist leider unmöglich, β ist, wie wir noch sehen werden, eine Funktion der jeweiligen, wechselnden Gaszusammensetzung, des Korndurchmessers und der Schwebegewindigkeit, diese wiederum ist eine verwickelte Funktion von γ_K , r und der Temperatur, die wir durch punktweise Auswertung aerodynamischer Versuche gewonnen haben. Außerdem ist auch das Konzentrationsgefälle mit der fortschreitenden Vergasung veränderlich. Die gestellte Aufgabe läßt sich jedoch näherungsweise lösen.

Die Stoffaustauschzahl.

Die Stoffaustauschzahl β läßt sich aus der Analogie zwischen Wärme- und Stoffaustausch bestimmen. Die Gleichung des Wärmeübergangs lautet

$$\frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = \phi \left(\frac{w \cdot d}{a} \right) \quad (17)$$

die Gleichung des Stoffaustauschs

$$\frac{\beta \cdot d}{D} = \psi \left(\frac{w \cdot d}{D} \right) \quad (18)$$

Darin bedeuten α die Wärmeübergangszahl, β die Stoffaustauschzahl, d den Durchmesser, w die Geschwindigkeit, a die Temperaturleitzahl und D die Diffusionszahl [vgl. Gl. (20)]. Das Temperaturfeld bei der Wärmeübertragung ist dem Konzentrationsfeld bei der Diffusion ähnlich, wenn die Bedingung erfüllt wird, daß die Temperaturleitzahl gleich der Diffusionszahl, also

$$\frac{a}{D} = 1 \quad (19)$$

ist²⁰. Diese Bedingung ist jedoch nicht erfüllt, denn es ist

$$a = \frac{\lambda}{\gamma \cdot c_p} \quad (20a)$$

$$D = \frac{\lambda}{\gamma \cdot c_D} \quad (20b)$$

wie die kinetische Gastheorie zeigt²⁰. Also ist

$$\frac{a}{D} = \frac{c_D}{c_p} = \frac{1}{1,4} \neq 1 \quad (21a)$$

Zur Erfüllung der Ähnlichkeitsbedingung muß also der Wert D den Berichtigungsfaktor 1,4 erhalten, denn es ist dann

$$\frac{a}{1,4D} = 1 \quad (21b)$$

Der Wert D tritt aber auch in der rechten Seite der Gl. (18) auf, so daß auch dort der Zähler den Beiwert 1,4 erhalten muß. Da die Funktion nach Gl. (17) und (18), wie Gl. (12) bzw. (13) zeigt, eine Potenzfunktion mit der Potenz 0,15 bzw. 0,37 ist, so wird dieser Berichtigungs faktor $1,4^{0,15} = 1,0518$ bzw. $1,4^{0,37} = 1,1326$. Nachdem wir in dieser Weise die Ähnlichkeitsbedingung zwischen Wärme und Stoffaustausch erfüllt haben, können wir Gl. (12b) zur Ermittlung der Stoffaustauschzahl heranziehen. Es ist

$$\beta = 1,694 \cdot 1,4 \cdot 1,0518 \cdot D \cdot \nu^{-0,15} \cdot d^{-0,85} \cdot w^{0,15} \quad (22a)$$

$$\beta = 2,494 \cdot D \cdot \nu^{-0,15} \cdot d^{-0,85} \cdot w^{0,15} \quad (22b)$$

Die Diffusionszahl D ist nach Loschmidt

$$D = D_0 \cdot \frac{T_0^2}{T^2} \cdot \frac{760}{p} \quad (23)$$

Bezieht man alle Vorgänge auf den Druck 760 mm Hg, so entfällt der Druckeinfluß. D_0 wird nach Gl. (20b) aus der Wärmeleitzahl, dem spez. Gewicht (der Wichte) und der spez. Wärme bei konstantem Volumen gewonnen. Eine Schwierigkeit ergibt sich daraus, daß die Wärmeleitzahl von Gasgemischen nicht ohne weiteres nach der Mischungsregel ermittelt werden kann²¹, andererseits aber sind weder ausreichende versuchsmäßige, noch theoretisch befriedigende Ergebnisse über die Wärmeleitzahlen der technisch wichtigen Gasgemische vorhanden, so daß wir in erster Annäherung doch die Mischungsregel auch auf die Wärmeleitzahlen anwenden müssen. In Zahlentafel 2 sind die wichtigsten Zahlenwerte für die hier in Frage kommenden Gasarten (Vergasungsmittel und erzeugte Gase) zusammengestellt, wobei die später zu behandelnden Gase bereits berücksichtigt sind²².

Während des Vergasungsvorganges ändert sich bei der Luftgaserzeugung die Gaszusammensetzung von reiner Luft zu Beginn des Vorganges bis zum reinen Luftgas bei Beendigung des Vorganges, entsprechend wird sich auch

¹⁹ A. Gröber-Erk, Die Grundgesetze der Wärmeübertragung, Berlin 1933, S. 203.

²⁰ G. Jaeger, Die Fortschritte der kinetischen Gastheorie, Braunschweig 1910 (Die Wissenschaft Bd. 12) und G. Jaeger, Die kinetische Theorie der Gase und Flüssigkeiten, Handbuch der Physik, Bd. IX, S. 435.

²¹ K. F. Herzfeld, Kinetische Theorie der Wärme, Müller-Pouilllets Lehrbuch der Physik, III, 2 (11. Auflage), Braunschweig 1925, S. 93.

²² Wärmeleitzahlen nach Ulsamer, Z. VDI 80 (1936), 18, S. 537/543, Gröber, Einf. in die Lehre von der Wärmeübertragung, Berlin 1926, und Bucken-Jakob, Der Chemische Ingenieur, Bd. I, 1, S. 321/327, Leipzig 1935, Spez. Gewichte nach DIN 1871 und spez. Wärmen nach E. Justi, Spez. Wärme, Enthalpie, Entropie, Dissoziation techn. Gase, Berlin 1938.

¹⁹ W. Nusselt, Die Verbrennung und die Vergasung der Kohle auf dem Rost, Z. VDI 60 (1916), 6, S. 102/107.

D_{Luft} in $D_{Luftgas}$ ändern. Diese Änderung verläuft proportional dem Abbrand, der durch das Verhältnis $\frac{r_0^3 - r^3}{r_0^3}$ ausgedrückt wird. Ist im Anfangszustand (1) $D_0 = D_1$, im Endzustand (2) $D_0 = D_2$, so gilt für einen beliebigen Zwischenzustand

$$D_0 = D_1 + (D_2 - D_1) \cdot \frac{r_0^3 - r^3}{r_0^3} \quad (24)$$

Zahlentafel 2.

	Luft	Luftgas	Sauerstoff	Sauerstoffgas	Wasserdampf	Wassergas
		34,7% CO 65,3% N ₂		100% CO		50% H ₂ 40% CO 5% CO ₂ 5% N ₂
λ_0	0,02066	0,02024	0,02009	0,0105	0,01377	0,0830
γ_0	1,293	1,2544	1,429	1,250	0,804	0,7063
z_0	0,171	0,177	0,1506	0,178	0,332	1,2977
D_0	0,0934	0,0912	0,0920	0,0876	0,0916	0,0916

Als Mittelwert längs des Vergasungsweges, auf dem sich r von r_0 bis 0 und $x = r/r_0$ von 1 bis 0 ändert, ist

$$1 - \frac{1}{x} \int_0^1 x^2 dx = 1 - \frac{1}{4} = 0,75 \quad (25)$$

und somit

$$D_0 = D_1 + 0,75(D_2 - D_1) \quad (24a)$$

und bei Luftgas nach Zahlentafel 2 $D_0 = 0,0917$.

Die Stoffaustauschzahl β wird dann nach Gl. (22b) nach Einführung der Diffusionszahl nach (G. 23) und des Zahlenwertes für D_0 und nach dem Übergang von dem Durchmesser $d = 2r$ auf den Radius r

$$\beta = 1,70 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 \cdot \nu^{0,15} \cdot r^{-0,85} \cdot w^{0,15} \quad (26)$$

Ermittlung der Vergasungszeit.

Das Sauerstoffkonzentrationsgefälle in Gl. (16) ist veränderlich und vom Abbrand abhängig. Es beträgt anfangs $O_2 = 0,21$ und fällt auf den Wert 0 am Ende des Vorganges. Die Sauerstoffabnahme verläuft dabei proportional der Gewichtsabnahme, jedem Wert von r kann daher ein bestimmter Sauerstoffgehalt zugeordnet werden. Er ist

$$O_2 = 0,21 - 0,21 \cdot \frac{r_0^3 - r^3}{r_0^3} = 0,21 \left(1 - \frac{r_0^3 - r^3}{r_0^3} \right) \quad (27)$$

Im Bereich von $x = r/r_0 = 0$ bis $x = 1$ ist die mittlere Sauerstoffkonzentration

$$(O_2)_m = 0,21 \left[1 - \left(1 - \frac{1}{x} \int_0^1 x^2 dx \right) \right] \quad (28)$$

$$(O_2)_m = \frac{0,21}{4} = 0,0525 \quad (28a)$$

Nusselt²³ hat den gleichen Sauerstoffverlauf angegeben, der nach einigen Umformungen dargestellt ist durch die Gleichung

$$O_2 = 0,21 \left[1 - \frac{1}{n} \left(\frac{r_0^3 - r^3}{r_0^3} \right) \right] \quad (29)$$

Mit $n = 1$ erhält man Gl. (27). Der sich daraus ergebende Verlauf des Sauerstoffgehaltes in Abhängigkeit

²³ W. Nusselt, Der Verbrennungsvorgang in der Kohlenstaubfeuerung. Z. VDI 68 (1924), 6, S. 124/128. Gl. 39a bis 45a.

vom Brennweg ist durch die Messungen von Schwiedel^{23a} im wesentlichen bestätigt worden.

In Gl. (16) wird nun β nach Gl. (26) eingeführt und die Glieder mit r werden auf die linke Seite der Gleichung gebracht. Es ist dann

$$-r^{0,85} dr = \frac{1,70 \cdot 10^{-6}}{1,333} \frac{T^2 \cdot w^{0,15}}{\gamma_K \cdot \nu^{0,15}} \cdot O_2 \cdot \gamma_0 \cdot dz \quad (30)$$

oder nach Zusammenziehung aller Konstanten, einschließlich

$$\gamma_0 = 1,429 \cdot \frac{T_0}{T}$$

$$-r^{0,85} dr = 497,5 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{T \cdot w^{0,15}}{\gamma_K \cdot \nu^{0,15}} \cdot O_2 \cdot dz \quad (30a)$$

Eine strenge Integration dieser Gleichung ist, wie bereits bemerkt, nicht möglich. Integriert man Gl. (30a) in den Grenzen von $r = r_0$ bis $r = 0$ bei der Zeit $z = 0$ bis $z = z_0$ und setzt man für die übrigen Ausdrücke konstante Mittelwerte ein, also für D_0 , wie bereits gesehen und in dem Zahlenbeiwert enthalten, ferner für das Konzentrationsgefälle den Mittelwert $(O_2)_m$ und für die $0,15^{\text{te}}$ Potenz der Schwebegeschwindigkeit den Mittelwert $(w^{0,15})_m$ nach der graphischen Auswertung Abb. 7, so erhält man

$$\frac{r^{1,85}}{1,85} = 26,1 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{T \cdot (w^{0,15})_m}{\gamma_K \cdot \nu^{0,15}} \cdot z_0 \quad (31)$$

und durch Auflösung nach der Zeit z_0 und nach Multiplikation mit 3600, um das Ergebnis in Sekunden zu erhalten,

$$z_0 = 75 \cdot 10^6 \cdot \frac{\gamma_K \cdot \nu^{0,15} \cdot r^{1,85}}{T \cdot (w^{0,15})_m} \quad [s.] \quad (32)$$

Die gleiche Ableitung läßt sich auch für das Gebiet $Re > 100$ durchführen, indem man von der Gl. (13b) für die Wärmeübergangszahl für dieses Gebiet ausgeht. Das Endergebnis führt dann zu der Vergasungszeit

$$z_0 = 229 \cdot 10^6 \cdot \frac{\gamma_K \cdot \nu^{0,37} \cdot r^{1,63}}{T \cdot (w^{0,37})_m} \quad [s.] \quad (33)$$

In Gl. (32) und (33) erscheint im Nenner eine Potenz der Schwebegeschwindigkeit, die aber, wie wir früher gesehen haben, auch wiederum eine verwickelte Funktion des Teilchendurchmessers und der Temperatur ist. Eine weitere rechnerische Umformung der Gleichungen wäre indessen möglich, wenn der Ausdruck für die Schwebegeschwindigkeit etwa nach Gl. (5) rechnerisch bequem wäre. Dies ist jedoch leider nicht der Fall, man kommt vielmehr zu einer unendlichen binomischen Reihe, die sehr schlecht konvergiert. Zur Auswertung der Gl. (32) und (33) wurde daher der Ausdruck $(w_s^{0,15})_m$ und $(w_s^{0,37})_m$ graphisch integriert und in Abb. 7 und 8 aufgetragen, wo man das Ergebnis sofort abgreifen kann.

In allgemeinerer Fassung lautet demnach die formelmäßige Darstellung der Vergasungszeit

$$z_0 = \text{Konst.} / (T \cdot \varphi(r)) \quad (34)$$

Man sieht daraus, daß die Vergasungszeit eines bestimmten Brennstoffs lediglich von der Temperatur und vom Korndurchmesser abhängt, und zwar, wie Abb. 11 und 12 zeigen, von der Temperatur in sehr geringem Maße vom Durchmesser aber in sehr starkem Maße. Die Art des Brennstoffs und die Natur des Vergasungsmittels drücken sich in der Konstanten aus.

Die in dieser Weise ermittelte Vergasungszeit gilt streng genommen für eine Vergasung mit Gleichkorn mit gleichmäßig fortschreitender Vergasung. Praktisch hat man es

^{23a} H. Schwiedel, Versuche über die Verbrennungsvorgänge in einer Kohlenstaubfeuerung. Arch. Eisenhüttenwes. 5 (1931/32), 6, S. 291/298 und Feuerungstechn. Berichte des Reichskohlenrats Heft 8, Berlin 1932.

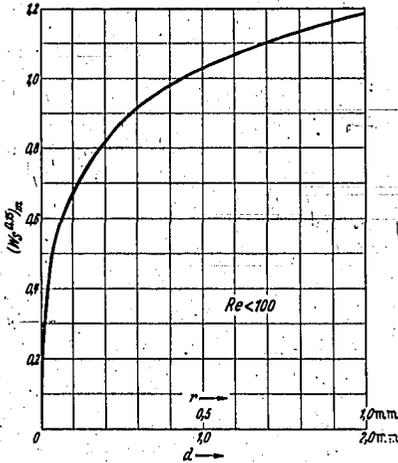


Abb. 7. $(w, a^2)_m$ Hilfstafel zur Auswertung der Gl. (10).

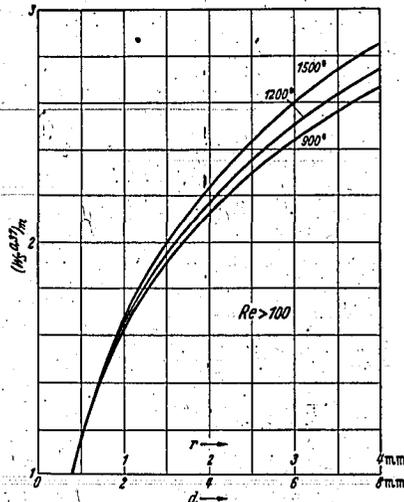


Abb. 8. $(w, a^2)_m$ Hilfstafel zur Auswertung der Gl. (33).

jedoch stets mit Kornmischungen verschiedensten Durchmessers zu tun, wobei dann das Feinkorn den Sauerstoff schneller aufbrauchen und die Sauerstoffkonzentration für das Grobkorn verschlechtern wird. In Kornmischungen wird also das Feinkorn noch eine kürzere Vergasungszeit aufweisen, das Grobkorn dagegen eine längere, während die errechneten Zeiten den Mittelwert darstellen.

Vergasung mit Sauerstoff oder sauerstoffangereicherter Luft.

Die für Luft abgeleiteten Gleichungen lassen sich ohne Schwierigkeit in solche für andere Vergasungsmittel umformen, wenn man nur die Diffusionszahl D_0 und den Sauerstoffgehalt entsprechend verändert. Bei Vergasung mit reinem Sauerstoff ändert sich der Sauerstoffgehalt von 100% auf 0%. Nach Gl. (28) ist dann $(O_2)_m = 0,25$. Die Diffusionszahl D_0 ergibt sich mit den Zahlenwerten der Zahlentafel 2 und Gl. (24) zu

$$D_0 = 0,0920 + 0,75(0,0876 - 0,0920) = 0,0887.$$

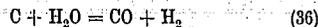
Führt man diese beiden Zahlenwerte an Stelle derjenigen, die bei Vergasung mit Luft eingesetzt waren, in die Rechnung ein, so erhält man

$$z_{O_2} = 0,217 \cdot z_{Luft}. \quad (35)$$

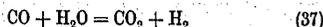
Die Vergasungszeit beträgt also nur den 4,6ten Teil gegenüber der Vergasung mit Luft. Die Zwischenwerte des Sauerstoffgehaltes (sauerstoffangereicherte Luft) liegen dann entsprechend innerhalb dieser beiden Endergebnisse. Man kann aber auch die Kurve in das Gebiet der Sauerstoffgehalte unter 21% fortsetzen, ein Gebiet, das praktisch etwa dann eine Rolle spielen würde, wenn man untersuchen will, wie sich die Vergasungszeit eines nachträglich eingeführten Brennstoffs gestaltet. Die Vergasungszeiten, bezogen auf Luft=1, können der Abb. 13 entnommen werden.

Wassergaserzeugung.

Der Mechanismus der Wassergaserzeugung läßt sich in gleicher Weise behandeln wie die Luftgaserzeugung. Wir gehen von der Primärreaktion



aus, die beim Wassergasprozeß bekanntlich von der Wassergasreaktion



überlagert ist. Uns interessiert zunächst nur die Frage, wie der Transport des Vergasungsmittels H_2O zu der Kohlenoberfläche vor sich geht. Wir betrachten daher nur die Gl. (36). Der H_2O -Bedarf je kg C beträgt 1,501 kg, für die Vergasung einer Kohlenstoffkugel vom Radius r erhält man, analog zu Gl. (14),

$$-dG = 1,501 \cdot \gamma_K \cdot 4 \pi r^2 \cdot dr. \quad (38)$$

Führt man die gleiche Ableitung durch wie bei der Luftgaserzeugung und setzt D_0 nach Zahlentafel 2 und Gl. (24) mit

$$D_0 = 0,0516 + 0,75(0,0916 - 0,0516) = 0,0816$$

und $(H_2O)_m = 0,25$ ein, so erhält man

$$z_{Wassergas} = 0,265 \cdot z_{Luftgas}. \quad (39)$$

Bei der Wassergaserzeugung ist es möglich, auch mit einem Überschuß an Vergasungsmittel zu arbeiten. Der Überschuß beeinflusst sowohl das Konzentrationsgefälle als auch den Wert der Diffusionszahl. Es wird dann

$$(H_2O)_m = 1 - \frac{0,75}{n} \quad (40)$$

und

$$D_0 = D_1 + \frac{0,75}{n} (D_2 - D_1). \quad (41)$$

Gl. (40) geht aus Gl. (29) hervor, n bedeutet die Überschußzahl (Verhältnis der zugeführten zur theoretisch notwendigen Menge an Vergasungsmittel). Zur Umrechnung der Vergasungszeit bei $n=1$ nach Gl. (39) auf andere Überschußzahlen dient der Faktor $f(n)$ nach Zahlentafel 3.

Zahlentafel 3.

$n = 1$	$f(n) = 1,000$	$n = 3$	$f(n) = 0,442$
1,2	0,710	4	0,425
1,4	0,802	5	0,417
1,6	0,546	10	0,404
1,8	0,512	∞	0,395
2,0	0,490		

Gegenüber $n = \infty$ bzw. einem sehr großen Überschuß an Vergasungsmittel (Wasserdampf) erhält man bei $n = 1$ (kein Überschuß) ungefähr die 2,5fache Vergasungszeit.

Auswertung der Ergebnisse.

An Hand der Gl. (32) und (33) kann man nunmehr die Vergasungszeit zahlenmäßig errechnen. Man muß sich aber darüber klar sein, in welchem Bereich der Reynolds-

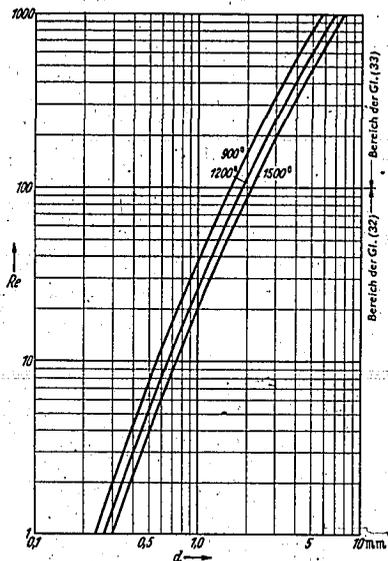


Abb. 9. Reynolds'sche Zahlen für kleine Kugeln (Abgrenzung des Gültigkeitsbereichs der Gl. (32) und Gl. (33).)

zahlen man sich befindet. Einen Überblick darüber gibt Abb. 9. Abb. 10 und Zahlentafel 4 zeigen das theoretische Ergebnis für die Vergasung von Kohlenstoff in der

Schwabe bei 900 bis 1500°C im Gültigkeitsbereich der Gl. (32). Die Gültigkeitsgrenze ist durch die strichpunktierte Linie angedeutet. In Abb. 11 ist die Vergasungszeit nach Gl. (32) und (33) dargestellt. Gl. (33) wird dabei nur

zwischen dem ursprünglichen und dem Grenzdurchmesser verwendet, für den dann wieder Gl. (32) in Kraft tritt. Auf die Einführung eines dritten Bereiches für die ausschließliche Gültigkeit der reinen Diffusionsgesetze kann verzichtet werden, da die Gültigkeit der Gl. (31) bzw. der zugrunde liegenden Gleichungen für die Wärmeübertragung bis herab zu so kleinen Reynolds'schen Zahlen reicht, daß

das zahlenmäßige Rechenergebnis von den Vorgängen unterhalb ihres Gültigkeitsbereichs nicht mehr beeinflußt werden kann²¹. Zeigen die Abb. 10 und 11 den außerordentlichen Einfluß des Korndurchmessers, so ist in Abb. 12 der Einfluß der Temperatur dargestellt, der ja auch eine sehr verwickelte Funktion ist, da die Temperatur nicht nur direkt auftritt, sondern ein Temperatureinfluß auch in dem Zähigkeitswert und in der Schwabegeschwindigkeit enthalten ist.

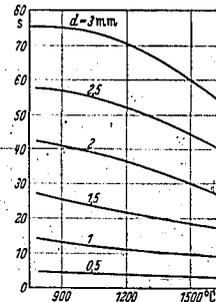


Abb. 12. Abhängigkeit der Vergasungszeit von der Temperatur.

²¹ Bisher ist in der Literatur überwiegend angenommen worden, daß bei heterogenen Reaktionen auch bei solchen im technischen Ausmaße in erster Linie die Diffusion eine Rolle spielt. Vgl. Eucken-Jakob, Der Chemio-Ingenieur III, 1, besonders S. 242ff. Wir haben es jedoch bei Vorgängen in der Schwabe immer mit erzwungener Strömung zu tun, also mit einem konvektiven Stoffaustausch.

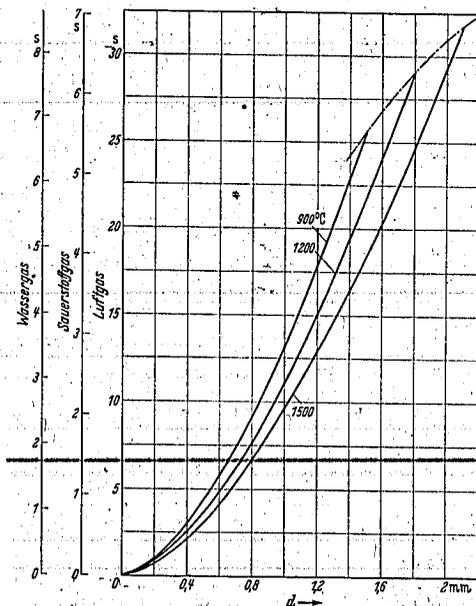


Abb. 10. Vergasungszeit der Kohlenstoffkugeln kleiner Durchmesser.

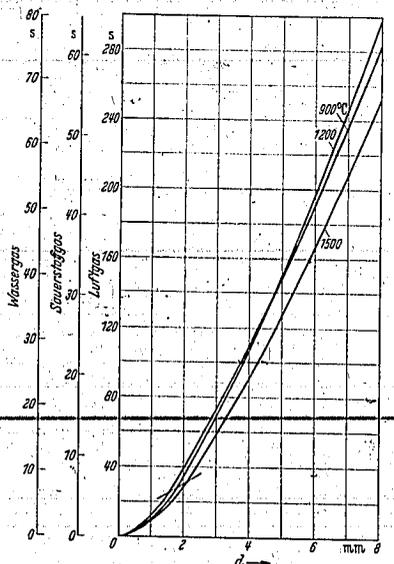


Abb. 11. Vergasungszeit für Kohlenstoffkugeln großer Durchmesser.

Zahlentafel 4.

Teilchen- durchmesser mm	Vergasungszeit			Notwendige Weglänge in m bei 900° und 14 m/s Gasgeschwindigkeit und ohne Kornrückführung
	900°	1200°	1500°	
0,02	0,049	0,041	0,037	0,7
0,06	0,212	0,178	0,161	3,0
0,1	0,340	0,286	0,243	4,8
0,2	1,018	0,858	0,698	13,7
0,6	5,70	4,80	4,08	71
0,8	9,00	7,65	6,51	109
1,0	13,15	11,06	9,41	151
1,6	28,40	23,89	20,30	270
2,0	40,5	35,5	29,3	344

Da sich die Änderung des Ergebnisses bei Vergasung mit anderen Vergasungsmitteln nur in der Konstanten der Gl. (32) und (33) ausprägt, wie aus den abgeleiteten Beziehungen nach Gl. (35) und (39) hervorgeht, kann man diese Ergebnisse durch eine einfache Maßstabänderung erhalten. In Abb. 10 und 11 sind daher auch noch die Maßstäbe für die Vergasung mit Sauerstoff und für die Wassergaserzeugung angegeben.

Bei der Erzeugung von Wassergas z. B. erhält man bei $t = 900^\circ \text{C}$ und 1 mm Korndurchmesser ohne Wasserdampfüberschuß eine Vergasungszeit von 3,5 s und bei 100 % Wasserdampfüberschuß ($n = 2$), ohne jenen Überschuß mitzurechnen, der bei der Wassergasreaktion nach Gl. (36) umgesetzt wird, $z = 1,7$ s.

Als letzte wichtige Größe, die für die Bemessung von Vergasungseinrichtungen eine Rolle spielt, ist schließlich noch der Kornweg l zu ermitteln. Er ergibt sich aus der Beziehung

$$l = [w - (w_m)_m] \cdot z_0 \quad (42)$$

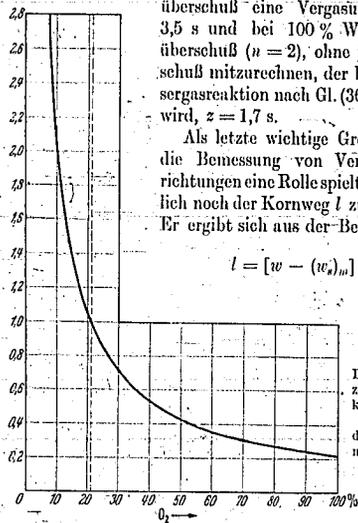


Abb. 13.
Die Vergasungszeit in Abhängigkeit vom Sauerstoffgehalt des Vergasungsmittels bezogen auf Luft = 1.

Der Ausdruck in der eckigen Klammer stellt also den Mittelwert der Korngeschwindigkeit über die Gesamtdauer des Kornabbrandes dar. Es ist dabei zu berücksichtigen, daß man selbstverständlich die Korngeschwindigkeit nicht einfach nach der Schwabegeschwindigkeit des Kornes vom Anfangsdurchmesser bemessen kann, da sich ja der Durchmesser fortgesetzt auf Null verkleinert, wobei sich die Schwabegeschwindigkeit verringert. Zur Erleichterung der Berechnung ist die Integration, d. h. die Inhaltsauswertung der Schwabegeschwindigkeitskurve in Abb. 2 und 3 ebenfalls eingetragen, so daß man die $(w_m)_m$ Werte unmittelbar dort abgreifen kann. Als Beispiel sei angeführt, daß ein Teilchen von 1 mm \varnothing bei $t = 1200^\circ \text{C}$ eine Schwabegeschwindigkeit von $w_s \approx 6 \text{ m/s}$, $(w_m)_m = 2,5 \text{ m/s}$ besitzt. Beträgt die Gasgeschwindigkeit 9 m/s und die Vergasungszeit bei Luftgaserzeugung unter diesen Voraussetzungen 11,1 s, so ergibt sich die notwendige Weglänge zu $l = (9 - 2,5) \cdot 11,1 \approx 72 \text{ m}$. Bei Wassergaserzeugung wäre der Weg $l = 0,266 \cdot 72 \approx 19 \text{ m}$. In Zahlentafel 4

sind die Kornwege für völlige Vergasung ebenfalls eingetragen.

Zum Schluß sei noch kurz auf die Auswirkung der Luftzuführung (Vergasungsmittelzuführung) und des Aschgehaltes auf die Vergasungszeit hingewiesen. Handelt es sich um sehr große Vergasungsräume und mäßige Gasgeschwindigkeiten, so kann die Turbulenz Staubkonzentrationsunterschiede nicht innerhalb unendlich kleiner Zeiträume ausgleichen. Führt man das Vergasungsmittel daher mangelhaft verteilt, etwa einseitig, in den Raum ein, so wird ein zusätzlicher Zeitaufwand benötigt, der die ideale Gasdurchmischung herbeiführt, für die die vorstehenden Ableitungen gelten. Die Erkenntnisse über den Mischvorgang von Gasen²⁵ lassen sich daher auch auf die Vorgänge anwenden, bei denen staubförmiges Gut in der Schwabe behandelt wird. Die Vormischung spielt hier die Rolle einer gewissen Stoffaustausch-Vorstufe, die sich aber voll auf die praktisch notwendige Vergasungszeit auswirkt.

In ähnlicher Weise stört die Asche den glatten Ablauf des Vergasungsvorganges. Je feinkörniger der Brennstoff ist oder im Verlauf des Prozesses durch Zerfall wird, um so mehr besteht die Möglichkeit einer weitgehenden, wenn nicht vollständigen Trennung von äußerer Asche und Brennstoff. Die innere Asche dagegen, deren Anteil jedoch entsprechend geringer ist, wird möglicherweise auch auf die feinsten Teilchen verteilt sein. Abgesehen von der Möglichkeit einer katalytischen Wirkung auf die Reaktionen, wird die Asche im allgemeinen eine hemmende Wirkung ausüben, indem sie — sei es in festem oder aber erst recht in teigigem oder in flüssigem Zustand einen Teil der Reaktionsoberfläche abdecken wird und so eine fühlbare Verlängerung der Vergasungszeit herbeiführt.

Die errechneten Vergasungszeiten stellen mithin untere Grenzwerte dar, die um so weiter überschritten werden, je mangelhafter die Verteilung des Vergasungsmittels im Raum und je größer der Anteil der inneren Asche des Brennstoffs ist.

Zusammenfassung.

Der physikalische Ablauf der Vergasung in der Schwabe wird rechnerisch verfolgt und die Ermittlung der Schwabegeschwindigkeit, der Korngeschwindigkeit und der Wärmeübergangszahl angegeben. Mit diesen Grundlagen wird die Vergasungszeit mit Luft, Sauerstoff und Wasserdampf als Vergasungsmittel auf Grund der Analogie zwischen Wärme- und Stoffaustausch ermittelt. Die Endformeln enthalten ihrer Herleitung gemäß auch den Einfluß der Strömungsverhältnisse um das zu vergasende Korn herum, jedoch nicht den Einfluß der Vormischung zwischen Brennstoff und Vergasungsmittel. Schließlich werden die Vergasungszeiten und die Kornbahnen zahlenmäßig errechnet, so daß man ein richtiges Bild über den Mechanismus des Schwabevergasungsvorganges, hinreichend genaue Angaben über die Vergasungszeiten (es genügen hier zum Teil schon Angaben der Größenordnung, über die bisher noch keinerlei Anhalt vorlag) und die notwendigen Unterlagen für die Bemessung von Schwabevergasern erhält.

Die Überlegungen lassen sich zum Teil fruchtbringend auch auf andere Vorgänge in der Schwabe anwenden, so vor allem auf das Gebiet der Verbrennung, ferner der Trocknung, der Verschmelzung und Verkokung, der Reduktion von Feinerzen, der Pyritröstung, der Regenerierung von Schwarzlauge in der Zellstoffindustrie und vieles andere.

²⁵ K. Rummel, Der Einfluß des Mischvorganges auf die Verbrennung von Gas und Luft in Feuerungen. Düsseldorf 1937.

Photo

Zusammenstellung der verwendeten Formelzeichen.

a	Temperaturleitzahl = $\lambda/\gamma \cdot c_p$	n	(Luft)-, (Vergasungsmittel)-Überschußzahl.
$\alpha, \alpha_K, \alpha_Z$	Wärmeübergangszahl, bezogen auf die Kugel, auf den Zylinder bei erzwungener Strömung.	Nu	Nusselt'sche Kenngröße $\alpha d/\lambda$.
β	Stoffaustauschzahl.	$O_2, (O_2)_m$	Sauerstoffgehalt, mittlerer Sauerstoffgehalt.
$\gamma, \gamma_0, \gamma_0', \gamma_K$	Spez. Gewicht des Traggases, des Sauerstoffs, bezogen auf 0° C, des Kornes.	p	Druck kg/m ² ; mm Hg.
c_v, c_p	Spez. Wärme bei konstantem Volumen, bei konstantem Druck.	r, r_0	Kernhalbmesser (m), Anfangshalbmesser zur Zeit $z = 0$.
$C; C_K, C_Z$	Widerstandszahl umströmter Körper, der Kugel, des Zylinders.	Re	Reynoldssche Zahl [Gl. (2)].
d	Korndurchmesser (m)	T	Absolute Temperatur ° K.
D, D_0, D_1, D_2	Diffusionskoeffizient $m^2 h^{-1}$, bezogen auf 0°, den Zustand 1, 2.	V	Volumen des Vergasungsmittels.
g	Erdbeschleunigung = $9,81 m s^{-2}$.	w_G, w_K	Gasgeschwindigkeit, Korngeschwindigkeit m/s.
G	Gewicht des Vergasungsmittels.	w_H, w_N	Relativgeschwindigkeit Gas/Korn, Schwobgeschwindigkeit.
λ, λ_0	Wärmeleitzahl kcal/mh Grad, bezogen auf 0° C.	x	Verhältnis des Radius r zum Anfangsradius r_0 .
		z	Zeit in Stunden (soweit nicht anders angegeben).
		z_0	Gesamtzeit, dem Radius 0 zugeordnete Zeit.

Benutztes Schrifttum.

a) Bücher.

L. Prandtl, Abriß der Strömungslehre. Braunschweig 1931.

O. Tietjens, Hydro- und Aerodynamik nach Vorlesungen von L. Prandtl. 2. Band: Bewegung reibender Flüssigkeiten und technische Anwendungen. Berlin 1931.

L. Schiller, Hydro- und Aerodynamik. 2. Teil: Widerstand und Auftrieb. Handbuch der Experimentalphysik. Hrsg. von W. Wien und F. Harms. Band 4. 2. Teil. Leipzig 1932.

M. Jakob, Hydrodynamische Materialbewegung / Wärmeschutz und Wärmeaustausch. Der Chemie-Ingenieur. Hrsg. von A. Eucken und M. Jakob. Band 1. Physikalische Arbeitsprozesse des Betriebes. Erster Teil. Leipzig 1933.

A. Eucken, Physikalisch-chemische und wirtschaftliche Gesichtspunkte für die Durchführung chemischer Operationen. Der Chemie-Ingenieur. Hrsg. von A. Eucken und M. Jakob. Band III: Chemische Operationen. Erster Teil. Leipzig 1937.

K. F. Herzfeld, Kinetische Theorie der Wärme. Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik. 11. Auflage. Dritter Band. Zweite Hälfte. Braunschweig 1925.

F. Henning, Theorien der Wärme. Handbuch der Physik. Hrsg. von H. Goiger und K. Schöel. Band IX. Berlin 1926.

G. Jäger, Die Fortschritte der kinetischen Gastheorie. 2. Auflage. Braunschweig 1919.

A. Thau, Die Schwelung der Braun- und Steinkohle. Halle a. d. Saale 1927.

H. Gröber, Einführung in die Lehre von der Wärmeübertragung. Berlin 1926.

H. Gröber und S. Erk, Die Grundgesetze der Wärmeübertragung. Berlin 1933.

H. Bachmann, Tafeln über Abkühlungsvorgänge einfacher Körper. Berlin 1938.

K. Rummel, Der Einfluß des Mischvorganges auf die Verbrennung von Gas und Luft in Feuerungen. Düsseldorf 1937.

E. Justi, Spezifische Wärme, Enthalpie, Entropie und Dissoziation technischer Gase. Berlin 1938.

H. Brückner, Gastafeln. Physikalische, thermodynamische und bräuntechnische Eigenschaften der Gase und sonstigen Brennstoffe. Handbuch der Gasindustrie, Band VI. München und Berlin 1937.

„Hütte“, Des Ingenieurs Taschenbuch. 25. Auflage. Band IV 9. Abschnitt: Gastechnik.

b) Zeitschriften.

Archiv für das Eisenhüttenwesen.

Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens.

Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens.

Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure.

Physikalische Zeitschrift.

Berichte an den Reichskohlenrat.

Zentralblatt für Mechanik.

Gerlands Beiträge zur Geophysik.

Ausführliche Schrifttumshinweise finden sich in den Fußnoten im Text.