

EUR 4693 d

ASSOZIATION
Europäische Atomgemeinschaft - EURATOM
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH - BBK

**DIE BRENNELEMENTFÖRDERUNG MITTELS
SCHWERKRAFT UND PNEUMATIK IN DER
BESCHICKUNGSANLAGE EINES
KUGELHAUFENREAKTORS, INSBESONDERE DIE
BEWEGUNG VON EINZELKUGELN
IN ROHRLEITUNGEN**

**Von der Fakultät für Maschinenwesen der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation**

von
W. RYSY

1971



**Bericht abgefasst bei BBK
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH, Köln - Deutschland**

Assoziation Nr. 003-63-1 RGAD

HINWEIS

Das vorliegende Dokument ist im Rahmen des Forschungsprogramms der Kommission der Europäischen Gemeinschaften ausgearbeitet worden.

Es wird darauf hingewiesen, daß die Kommission der Europäischen Gemeinschaften, ihre Vertragspartner und die in deren Namen handelnden Personen :

keine Gewähr dafür übernehmen, daß die in diesem Dokument enthaltenen Informationen richtig und vollständig sind, oder daß die Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen, oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden und Verfahren nicht gegen gewerbliche Schutzrechte verstößt;

keine Haftung für die Schäden übernehmen, die infolge der Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen, oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden oder Verfahren entstehen könnten.

Dieser Bericht wird in den auf der vierten Umschlagseite genannten Vertriebsstellen

zum Preise von DM 11,—	FF 16,60	FB 150,—	Lit. 1870	Fl. 11,—
------------------------	----------	----------	-----------	----------

verkauft.

Es wird gebeten, bei Bestellungen die EUR-Nummer und den Titel anzugeben, die auf dem Umschlag jedes Berichts aufgeführt sind.

Gedruckt von Guyot, s.a., Brüssel
Luxemburg, November 1971

Das vorliegende Dokument wurde an Hand des besten Abdruckes vervielfältigt, der zur Verfügung stand.

EUR 4693 d

DIE BRENNELEMENTFÖRDERUNG MITTELS SCHWERKRAFT UND PNEUMATIK IN DER BESCHICKUNGSANLAGE EINES KUGELHAUFENREAKTORS, INSBESONDERE DIE BEWEGUNG VON EINZELKUGELN IN ROHRLEITUNGEN von W. RYSY

Assoziation : Europäische Atomgemeinschaft - EURATOM
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH - BBK

Bericht abgefasst bei

BBK - Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH, Köln (Deutschland)

Assoziation Nr. 003-63-1 RGAD

Luxemburg, November 1971 - 100 Seiten - 25 Abbildungen - BF 150,—

Die geplante Beschickungsanlage vom THTR-Kugelhaufenreaktor wird beschrieben, um die anschließende mathematische Behandlung der Kugelbewegung in Rohren praxisnahe zu sehen. Da die Schwebegeschwindigkeit eine wichtige und grundlegende Größe bei der pneumatischen Förderung ist, wird mit Hilfe des Impulssatzes eine theoretische Gleichung für die Schwebegeschwindigkeit von Einzelkugeln in einem Rohr abgeleitet. Sie gilt sowohl für

EUR 4693 d

TRANSPORT OF FUEL BOLLS BY MEANS OF GRAVITY AND PNEUMATICS IN THE FUEL ELEMENT CIRCULATING SYSTEM OF PEBBLE BED REACTOR, ESPECIALLY MOVEMENT OF SINGLE FUEL BOLLS IN PIPES by W. RYSY

Association : European Atomic Energy Community - EURATOM
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH - BBK

Report prepared at

BBK - Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH, Köln (Germany)

Association No. 003-63-1 RGAD

Luxembourg, November 1971 - 100 Pages - 25 Figures - B.Fr. 150.—

The design of the fuel element circulating system of the THTR pebble bed reactor is described in order to demonstrate the subsequent mathematical treatment of the sphere movement in tubes close to practice. Since the gas velocity for suspension is important and fundamental for the pneumatic transport, a theoretical equation is derived by means of the theorem of momentum for the gas velocity for suspension of spheres in a tube. It is valid for

EUR 4693 d

TRANSPORT OF FUEL BOLLS BY MEANS OF GRAVITY AND PNEUMATICS IN THE FUEL ELEMENT CIRCULATING SYSTEM OF PEBBLE BED REACTOR, ESPECIALLY MOVEMENT OF SINGLE FUEL BOLLS IN PIPES by W. RYSY

Association : European Atomic Energy Community - EURATOM
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH - BBK

Report prepared at

BBK - Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH, Köln (Germany)

Association No. 003-63-1 RGAD

Luxembourg, November 1971 - 100 Pages - 25 Figures - B.Fr. 150.—

The design of the fuel element circulating system of the THTR pebble bed reactor is described in order to demonstrate the subsequent mathematical treatment of the sphere movement in tubes close to practice. Since the gas velocity for suspension is important and fundamental for the pneumatic transport, a theoretical equation is derived by means of the theorem of momentum for the gas velocity for suspension of spheres in a tube. It is valid for

EUR 4693 d

TRANSPORT OF FUEL BOLLS BY MEANS OF GRAVITY AND PNEUMATICS IN THE FUEL ELEMENT CIRCULATING SYSTEM OF PEBBLE BED REACTOR, ESPECIALLY MOVEMENT OF SINGLE FUEL BOLLS IN PIPES by W. RYSY

Association : European Atomic Energy Community - EURATOM
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH - BBK

Report prepared at

BBK - Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH, Köln (Germany)

Association No. 003-63-1 RGAD

Luxembourg, November 1971 - 100 Pages - 25 Figures - B.Fr. 150.—

The design of the fuel element circulating system of the THTR pebble bed reactor is described in order to demonstrate the subsequent mathematical treatment of the sphere movement in tubes close to practice. Since the gas velocity for suspension is important and fundamental for the pneumatic transport, a theoretical equation is derived by means of the theorem of momentum for the gas velocity for suspension of spheres in a tube. It is valid for

geneigte als auch für vertikale Röhre und gibt die experimentellen Ergebnisse gut wieder. Die Schwebegeschwindigkeiten und auch die Widerstandsbeiwerte von Kugeln im Rohr werden graphisch dargestellt. Aus dem Newtonschen Grundgesetz werden theoretische Gleichungen aufgestellt, die die zeitliche Änderung der Kugelgeschwindigkeit und des von der Kugel zurückgelegten Rollweges in einem schrägen Rohr mit Gasströmung angeben. Ein Vergleich mit einigen Versuchsergebnissen bei einem Rohrdurchmesser von 65 mm und bei Kugeldurchmesser von 58 bis 62 mm zeigt, daß die experimentellen Werte in einem weiten Geschwindigkeitsbereich der Gasströmung von der Theorie gut wiedergegeben werden. Außerdem werden verschiedene Grenzfälle untersucht. Eine Gleichung für das Trägheitsmoment einer inhomogenen Kugel (als Anhang) wird abgeleitet.

inclined as well as for vertical tubes and represents very well the experimental results. Graphs of these gas velocities and of the drag coefficients of spheres in a tube are presented. From the Newton's laws of motion theoretical equations are formed giving the time variation of the sphere velocity and of the rolling distance covered by the sphere in a sloping tube with gas flow. A comparison with some experimental results at a tube diameter of 65 mm and sphere diameters from 58 to 62 mm shows that the experimental values are well represented by the theory in a wide range of gas velocities. In addition, several critical cases are investigated. An equation for the momentum of inertia of an inhomogeneous sphere (as appendix) is derived.

inclined as well as for vertical tubes and represents very well the experimental results. Graphs of these gas velocities and of the drag coefficients of spheres in a tube are presented. From the Newton's laws of motion theoretical equations are formed giving the time variation of the sphere velocity and of the rolling distance covered by the sphere in a sloping tube with gas flow. A comparison with some experimental results at a tube diameter of 65 mm and sphere diameters from 58 to 62 mm shows that the experimental values are well represented by the theory in a wide range of gas velocities. In addition, several critical cases are investigated. An equation for the momentum of inertia of an inhomogeneous sphere (as appendix) is derived.

inclined as well as for vertical tubes and represents very well the experimental results. Graphs of these gas velocities and of the drag coefficients of spheres in a tube are presented. From the Newton's laws of motion theoretical equations are formed giving the time variation of the sphere velocity and of the rolling distance covered by the sphere in a sloping tube with gas flow. A comparison with some experimental results at a tube diameter of 65 mm and sphere diameters from 58 to 62 mm shows that the experimental values are well represented by the theory in a wide range of gas velocities. In addition, several critical cases are investigated. An equation for the momentum of inertia of an inhomogeneous sphere (as appendix) is derived.

EUR 4693 d

ASSOZIATION
Europäische Atomgemeinschaft - EURATOM
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH - BBK

**DIE BRENNELEMENTFÖRDERUNG MITTELS
SCHWERKRAFT UND PNEUMATIK IN DER
BESCHICKUNGSANLAGE EINES
KUGELHAUFENREAKTORS, INSBESONDERE DIE
BEWEGUNG VON EINZELKUGELN
IN ROHRLEITUNGEN**

**Von der Fakultät für Maschinenwesen der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation**

von

W. RYSY

1971



**Bericht abgefasst bei BBK
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH, Köln - Deutschland**

Assoziation Nr. 003-63-1 RGAD

ZUSAMMENFASSUNG

Die geplante Beschickungsanlage vom THTR-Kugelhaufenreaktor wird beschrieben, um die anschließende mathematische Behandlung der Kugelbewegung in Röhren praxisnahe zu sehen. Da die Schwebegeschwindigkeit eine wichtige und grundlegende Größe bei der pneumatischen Förderung ist, wird mit Hilfe des Impulssatzes eine theoretische Gleichung für die Schwebegeschwindigkeit von Einzelkugeln in einem Rohr abgeleitet. Sie gilt sowohl für geneigte als auch für vertikale Röhre und gibt die experimentellen Ergebnisse gut wieder. Die Schwebegeschwindigkeiten und auch die Widerstandsbeiwerte von Kugeln im Rohr werden graphisch dargestellt. Aus dem Newtonschen Grundgesetz werden theoretische Gleichungen aufgestellt, die die zeitliche Änderung der Kugelgeschwindigkeit und des von der Kugel zurückgelegten Rollweges in einem schrägen Rohr mit Gasströmung angeben. Ein Vergleich mit einigen Versuchsergebnissen bei einem Rohrdurchmesser von 65 mm und bei Kugeldurchmesser von 58 bis 62 mm zeigt, daß die experimentellen Werte in einem weiten Geschwindigkeitsbereich der Gasströmung von der Theorie gut wiedergegeben werden. Außerdem werden verschiedene Grenzfälle untersucht. Eine Gleichung für das Trägheitsmoment einer inhomogenen Kugel (als Anhang) wird abgeleitet.

SCHLAGWORTE

THTR	PNEUMATICS
PEBBLE BED	MOTION
FUEL ELEMENTS	MATHEMATICS
REACTOR FUELING	DIFFERENTIAL EQUATIONS
TUBES	

Vorwort

Die Hochtemperaturreaktoren mit kugelförmigen Brennelementen gehören zu den fortschrittlichen Kernreaktoren. Charakteristisch an ihnen ist das neuartige Verfahren der Brennstoffbeschickung, bei dem Einzelkugeln in Rohrleitungen pneumatisch gefördert werden. In der vorliegenden Arbeit werden die Bewegungsvorgänge der Kugeln bei dieser Förderung allgemein und insbesondere für Kugelhafenreaktoren theoretisch und experimentell untersucht.

Anfang 1971 wird mit dem Bau des 300-MW-Kernkraftwerkes mit einem Thoriumhochtemperaturreaktor in Uentrop im östlichen Nordrhein-Westfalen begonnen. Die baureifen Unterlagen für dieses Kernkraftwerk mit kugelförmigen Brennelementen wurden in Zusammenarbeit zwischen der Firma Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH, der Kernforschungsanlage Jülich des Landes Nordrhein-Westfalen sowie der Europäischen Atomgemeinschaft unter Förderung durch das Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft erstellt. Die hierbei erarbeiteten Unterlagen gaben die Anregung zur weiteren Behandlung der pneumatischen Brennstoffbeschickung, vor allem in theoretischer Hinsicht.

Herrn Professor Dr. R. Schulten, Ordinarius am Lehrstuhl für Reaktortechnik an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen und Direktor am Institut für Reaktorentwicklung der Kernforschungsanlage Jülich GmbH, möchte ich für die Betreuung dieser Arbeit herzlich danken. Ebenso bin ich Herrn Professor Dr. M. Pollermann, Direktor am Zentralinstitut für Reaktorexperimente der Kernforschungsanlage Jülich GmbH, für die Übernahme des Korreferats sehr verbunden.

Der Firma Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH gilt mein aufrichtiger Dank, besonders den Geschäftsführern Herrn Dipl.-Ing. Müller und Herrn Dr. Rumler, die die vorliegende Arbeit in großzügiger Weise unterstützt haben. Herrn Dr. Zitzmann bin ich für die betriebliche Unterstützung und Herrn Dipl.-Ing. Mauersberger für die wertvolle Hilfe bei den notwendigen Versuchen zu Dank verpflichtet.

Inhaltsverzeichnis

	Seite	
1.	Nomenklatur	6
1.1.	Formelzeichen	6
1.2.	Indexzeichen	7
2.	Einleitung	8
3.	Der Kugelhaufenreaktor und seine Beschickungsanlage	10
3.1.	Vorteile des Kugelhaufenreaktors	10
3.2.	Die pneumatische Förderung allgemein und im Hinblick auf den Kugelhaufenreaktor	11
3.2.1.	Allgemeines über die pneumatische Förderung	11
3.2.2.	Die pneumatische Förderung beim Kugelhaufenreaktor	13
3.3.	Beschreibung der Beschickungsanlage	13
4.	Die Schwebegeschwindigkeit von Einzelkugeln in Rohren	20
4.1.	Allgemeines	20
4.2.	Definition von Schwebegeschwindigkeit und Sinkgeschwindigkeit	20
4.3.	Kontrollraum für die Ableitung der theoretischen Gleichung	21
4.4.	Aufstellen der theoretischen Gleichung	23
4.5.	Betrachtung von Grenzfällen	25
4.5.1.	Erster Grenzfall	25
4.5.2.	Zweiter Grenzfall	26
4.6.	Der Widerstandsbeiwert für Einzelkugeln im Rohr	27
4.7.	Versuchsaufbau und -durchführung zur Messung der Schwebegeschwindigkeit	27
4.8.	Graphische Darstellung und Kurvendiskussion	30
4.9.	Die Froudesche Zahl	34

	Seite	
5.	Das Rollen von Einzelkugeln in Rohren	38
5.1.	Bewegungsfälle für das Kugelrollen	38
5.2.	Aufstellen der theoretischen Bewegungsgleichungen für den Fall mit positiver Widerstandskraft	40
5.2.1.	Ableitung der Differentialgleichung	40
5.2.2.	Lösungen der Differentialgleichung, Kugelendgeschwindigkeit	43
5.2.3.	Rollzeit und Rollweg für 99 % der Kugelendgeschwindigkeit	45
5.3.	Aufstellen der theoretischen Bewegungsgleichungen für den Fall mit negativer Widerstandskraft	46
5.3.1.	Ableitung der Differentialgleichung	46
5.3.2.	Lösungen der Differentialgleichung	46
5.4.	Weitere Lösungen der Differentialgleichung für den Fall mit positiver Widerstandskraft	49
5.4.1.	Erste Anfangsbedingung	49
5.4.2.	Zweite Anfangsbedingung	50
5.4.3.	Kugelendgeschwindigkeit	51
5.5.	Versuchsaufbau und -durchführung für das Kugelrollen	51
5.6.	Graphische Darstellung der Bewegungsgleichungen und Kurvendiskussion	53
5.7.	Erstes Anwendungsbeispiel: Das Kugelrollen durch den Meßreaktor	65
5.8.	Zweites Anwendungsbeispiel: Das Fallen einer Kugel im Reaktorcore	69
6.	Vereinfachung der abgeleiteten Bewegungsgleichungen	73
6.1.	Das Fördern und Bremsen von Einzelkugeln im vertikalen Rohr	73
6.1.1.	Aufstellen der theoretischen Bewegungsgleichungen	73
6.1.2.	Graphische Darstellung und Kurvendiskussion	73

		Seite
6.2.	Das Rollen von Einzelkugeln im horizontalen Rohr	79
6.2.1.	Aufstellen der theoretischen Bewegungsgleichungen	79
6.2.2.	Graphische Darstellung und Kurvendiskussion	81
6.3.	Das Rollen und Gleiten von Einzelkugeln auf einer schiefen Ebene	84
6.3.1.	Theoretische Bewegungsgleichungen für das Rollen mit Strömungswiderstand	84
6.3.2.	Theoretische Bewegungsgleichungen für das Rollen ohne Strömungswiderstand	85
6.3.3.	Theoretische Bewegungsgleichungen für das reibungsfreie Gleiten (ohne Strömungswiderstand)	86
6.3.4.	Graphische Darstellung und Kurvendiskussion	86
7.	Der Grenzwinkel für das reine Rollen	90
7.1.	Aufstellen der theoretischen Gleichungen	90
7.2.	Graphische Darstellung und Kurvendiskussion	91
8.	Anhang: Das Trägheitsmoment einer inhomogenen Kugel mit graphischer Darstellung	94
9.	Zusammenfassung	97
10.	Literaturhinweise	99

1. Nomenklatur
=====

1.1. Formelzeichen

Formelzeichen	Bedeutung	Einheit als Beispiel
d	Durchmesser	mm
D*	quadratisches Durchmesser- verhältnis	-
f(...)	Funktion von (...)	-
F	Querschnittsfläche	mm ²
Fr	Froudesche Zahl	-
g	Erdbeschleunigung	m/s ²
G	Gewicht	p
K	Kraft	p
m	Masse	g
N	Normalkraft	p
p	Druck	kp/m ²
P	Druckkraft	p
Q	Gasvolumen pro Zeiteinheit	m ³ /h
r	Radius	mm
r*	Radienverhältnis	-
R	Reibungskraft	p
Re	Reynoldssche Zahl	-
s	Kugelweg	m
t	Zeit	s
v	Kugelgeschwindigkeit	m/s
w	Gasgeschwindigkeit	m/s
w _{rel}	Relativgeschwindigkeit	m/s
W	allgemeine Widerstandskraft	p
W'	Widerstandskraft im Rohr	p
x	Weg ($\hat{=}$ s)	m
\dot{x}	Geschwindigkeit ($\hat{=}$ v)	m/s
\ddot{x}	Beschleunigung	m/s ²
Y	Zusammenfassung verschiedener Größen nach Gl. (6.11)	m/s

Formelzeichen	Bedeutung	Einheit als Beispiel
α	Neigungswinkel	grad
γ	spezifisches Gewicht	kp/m ³
θ	Trägheitsmoment	kg m ²
x	dimensionslos gemachtes Trägheitsmoment	-
μ_0	Haftreibungszahl	-
ρ	Dichte	kg/m ³
ρ^*	Dichteverhältnis	-
ζ	Widerstandsbeiwert für freie Anströmung	-
ζ^*	Widerstandsbeiwert für Anströmung im Rohr	-
ω	Winkelgeschwindigkeit	1/s
$\dot{\omega}$	Winkelbeschleunigung	1/s ²

1.2 Indexzeichen

Indexzeichen (sofern noch nicht angegeben)	Bedeutung
a	außen
e	im Endzustand
ex	am Extremwert
gr	auf die Grenze zwischen Rollen und Gleiten bezogen
G	Gas
i	innen
K	Kugel
max	auf Maximalwert bezogen
R	Rohr
s	auf Schwebezustand bezogen
w	auf Wendepunkt bezogen
o	am Anfang
1	am Eintrittsquerschnitt
2	am Austrittsquerschnitt
90	bei $\alpha = 90^\circ$
99	bei $v = 99\% v_e$
I	} zur Unterscheidung unterschiedlicher Anfangswerte
II	

2. Einleitung =====

Von den verschiedenen Kernreakortypen kommt dem von Prof.Dr. R. Schulten entworfenen Hochtemperaturreaktor wegen seines Kugelhaufenprinzips besondere Bedeutung zu.

Die Baulinie der Kugelhaufen-Hochtemperaturreaktoren wurde eingeleitet mit dem AVR-Kernkraftwerk, das im Auftrage der AVR (Arbeitsgemeinschaft Versuchsreaktor GmbH) in Jülich errichtet worden ist und seit Dezember 1967 elektrischen Strom liefert. Eine Weiterentwicklung stellt das THTR (Thoriumhochtemperaturreaktor)-Projekt dar.

Als Wärmequelle dient sowohl beim AVR- als auch beim THTR-Kernkraftwerk ein gasgekühlter Hochtemperaturleistungsreaktor, der sich in erster Linie durch die Verwendung von kugelförmigen Brennstoffelementen und deren Anordnung in einer Kugelschüttung im Reaktorcore auszeichnet. Aus dem Reaktorcore, d.h. aus jenem Bereich, in dem durch Kernspaltung Wärme erzeugt wird, erfolgt die Wärmeabfuhr mittels Helium, das die von den Brennstoffkugeln gebildeten Kanäle durchströmt.

Die Brennstoffelemente bestehen aus in Graphitkugeln eingeschlossenen Uran- und Thoriumkarbid in Form von sog. "coated particles" (vgl. [1], [2]). Durch ein Abzugsrohr im Coreboden werden die Kugeln dem Core kontinuierlich entnommen und je nach Abbrandzustand wieder zugeführt oder durch neue Kugeln ersetzt.

Im Gegensatz zu den Kernreaktoren mit stabförmigen Brennelementen sind bei einem Kugelhaufenreaktor innerhalb des Cores keine Maschinen für die Brennstoffbeschickung, -umsetzung und -entnahme erforderlich. Diese Aufgaben werden außerhalb des Corebereiches von der Beschickungsanlage wahrgenommen. Beim Abziehen der Kugeln aus dem Core nutzt sie die Schwerkraft aus. Für die Zuführung der Kugeln in das Core hat man sich für die pneumatische Förderung entschieden.

Die pneumatische Förderung bei den Kugelhaufenreaktoren unterscheidet sich von der sonst üblichen pneumatischen Förderung, bei der mehrere Gutteilchen gleichzeitig neben- und hintereinander gefördert werden und die Abmessungen der Gutteilchen sehr klein gegenüber dem Förderrohrdurchmesser sind, dadurch, daß die Abmessungen der Brennelementkugeln und der Förderrohre die gleiche Größenordnung haben und die Kugeln sich einzeln bewegen.

Bisher bestand nicht die technische Notwendigkeit, die Bewegung von Einzelkugeln in einem Rohr zu untersuchen. Erst bei der Beschickungsanlage des Kugelhaufenreaktors ist man auf die Frage gestoßen, wie die Bewegung von Einzelkugeln durch die Nähe einer Rohrwand beeinflußt wird.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit liegt also darin, die Bewegung von Einzelkugeln in einem Rohr mathematisch zu beschreiben. Dazu gehört als erstes die Ableitung einer theoretischen Gleichung für die Schwebegeschwindigkeit von Einzelkugeln in Rohren. Daraus ergibt sich außerdem die Definition des Widerstandsbeiwertes für Einzelkugeln im Rohr. Durch die Betrachtung von Grenzfällen erhält man u.a. die bekannte Gleichung für die Schwebegeschwindigkeit frei fallender Kugeln. Weiterhin werden für verschiedene Bewegungsfälle für das Rollen von Einzelkugeln in Rohren theoretische Gleichungen aufgestellt, die die zeitliche Abhängigkeit der Kugelgeschwindigkeit und des Kugelrollweges beschreiben. Die abgeleiteten Bewegungsgleichungen sind nicht nur für Kernreaktoren mit Kugelhaufenkonzept interessant, sondern sie können bei jedem Vorgang, bei dem sich Einzelkugeln in Rohrleitungen bewegen, angewendet werden. Durch entsprechende Vereinfachung der Bewegungsgleichungen erhält man die Fälle des Förderns und Bremsens von Einzelkugeln im vertikalen und horizontalen Rohr. Weitere Vereinfachungen ergeben die bekannten Gleichungen für das Rollen und Gleiten von Kugeln auf einer schiefen Ebene.

Abschließend wird eine Gleichung vom Grenzwinkel für das reine Rollen von Einzelkugeln im Rohr angegeben.

3. Der Kugelhaufenreaktor und seine Beschickungsanlage =====

3.1. Vorteile des Kugelhaufenreaktors

Es ergibt sich aus dem Kugelhaufenkonzept (mit einer Vielzahl differentieller, einem ständigen Kreislauf unterworfenen Brennstoffelemente) eine Reihe von Vorteilen:

1. Kontinuierliche Austauschbarkeit der Brennstoffelemente ohne Störung des Reaktorbetriebes, d.h. hohe Verfügbarkeit des Kernkraftwerks,
2. Ersparnis der sonst zur Kompensation des Abbrandes erforderlichen Überschußreaktivität, d.h. Senkung der Brennstoffkosten und Erhöhung der Anlagensicherheit,
3. laufende Kontrolle des Abbrandes differentieller Brennstoffanteile, d.h. optimale Nutzung des Brennstoffeinsatzes,
4. relativ kurze Aufenthaltsdauer einer Brennstoffkugel im Bereich höchster Temperaturen und höchster Korrosionsraten durch kontinuierliches Umwälzen des Kugelhaufens.

Der Thoriumhochtemperaturreaktor bietet außerdem noch folgende Vorteile:

1. Höchstmaß an Sicherheit durch Verwendung eines Spannbetonbehälters und von Helium als Kühlmittel,
2. kein Einsatz eines metallischen Hüllwerkstoffes wegen der Verwendung keramischer Brennstoffelemente,
3. verhältnismäßig geringer Kapitalaufwand für den Brennstoff wegen der zusätzlichen Verwendung von Thorium zum hochangereicherten Uran,
4. relativ hohe erreichbare Gasaustrittstemperaturen (beim THTR-Prototyp sind es 750°C), d.h. Ermöglichung von Dampfzuständen für den Einsatz konventioneller Turbinen und höherer thermischer Wirkungsgrad,

5. weitere Entwicklungs- und Anwendungsmöglichkeiten, z.B. Erzeugung von Dampf für chemische Produktionsprozesse, Vergasung von Kohle und Verhüttung von Eisen.

Nähere Einzelheiten über den Aufbau und die allgemeinen Eigenschaften eines Kugelhaufenreaktors lassen sich aus Veröffentlichungen entnehmen, z.B. für das AVR-Kernkraftwerk aus [3] bis [7] und für das THTR-Kernkraftwerk aus [8] bis [11].

3.2. Die pneumatische Förderung allgemein und im Hinblick auf den Kugelhaufenreaktor

3.2.1. Allgemeines über die pneumatische Förderung

Unter der Bezeichnung "pneumatische Förderung" versteht man den Transport von Feststoffen in Gasen. Das zu fördernde Gut wird mit Hilfe einer Aufgabevorrichtung einem Gasstrom zugegeben. Infolge des Strömungswiderstandes wird es vom Strömungsmedium beschleunigt und durch die Förderleitung mitgeführt. Der sich einstellende Förderzustand hängt im wesentlichen von folgenden Einflußgrößen ab: Gasgeschwindigkeit, Schwebegeschwindigkeit und Stoffeigenschaften des Gutes, Stoffpaarung sowie Förderstrecke (vertikal, horizontal, schräg; Krümmer).

Pneumatische Förderanlagen wurden zuerst zum Löschen der Getreideladungen von Schiffen in Form von Getreidehebern benutzt. Inzwischen verwendet man die pneumatische Förderung zum Transport trockener pulverförmiger und körniger Stoffe verschiedenster Art ([12] bis [19]), z.B. zum Transport der Mahlprodukte in Mühlen, von Kohlenstaub und Flugasche in Dampfkraftwerken sowie von abgebauter Kohle und Gestein beim Bergbau. In letzter Zeit haben sich auch in der chemischen Industrie neue Anwendungsmöglichkeiten ergeben, vor allem in Verbindung mit gleichzeitigen chemischen und physikalischen Prozessen ([18]).

Die pneumatische Förderung hat gegenüber den mechanischen Förder-systemen (Fahrzeuge, Becherwerke, Transportbänder und andere Fördermittel) den Vorteil der einfachen Konstruktion, der guten

Anpassungsfähigkeit und des fast völligen Fehlens beweglicher Teile. Die einfache Konstruktion hat außerdem geringe Anlagekosten und geringen Platzbedarf zur Folge. Als weitere Vorteile sind die geringe Wartung und die hervorragende Eignung zur Automation zu nennen. Dagegen sind die Betriebskosten infolge des hohen Kraftbedarfs im allgemeinen größer als bei den mechanischen Fördermitteln. Nachteilig ist gegebenenfalls auch der Verschleiß von Fördergut und Förderleitung bei gewissen Stoffpaarungen ([18] bis [20]).

In den vergangenen 50 Jahren wurde die pneumatische Förderung bzw. speziell die Dünnstromförderung (auch Flugförderung genannt), bei der die Festteilchen ungehindert fliegen können, ziemlich umfassend theoretisch und experimentell behandelt. Dafür zeugen die zahlreichen Veröffentlichungen, wie z.B. [17], [18], [19] und [21] bis [38], sowie einige Dissertationen, z.B. [39] bis [44]. Nur wenige Arbeiten befassen sich dagegen mit der Dichtstromförderung, wo die Gutteilchen sich gegenseitig stören ([17], [18] und [45] bis [50]).

Mit den physikalischen und wirtschaftlichen Problemen beim Transport von Feststoffen in Gasen hat sich eingehend W. Barth ([51] bis [59]) auseinandergesetzt. Eine umfangreiche und kritische Literaturübersicht über grundlegende Gesichtspunkte bei der pneumatischen Förderung, wie Form, Oberflächenbeschaffenheit, Beschleunigung, Konzentration und Rotation der zu fördernden Teilchen und Turbulenzeinfluß und Grenzschichtbedingungen des Transportmediums, geben L.B. Torobin und W.H. Gauvin in sechs Aufsätzen ([60] bis [65]).

Es existieren mehrere Veröffentlichungen über die Bestimmung und die Größe von Widerstandsbeiwerten frei angeströmter Körper. Widerstandsbeiwerte von Körpern beliebiger Gestalt sind z.B. in [66] bis [68], von Blasen z.B. in [69] bis [73], von nicht rotierenden Kugeln z.B. in [36] und [74] bis [94] und von rotierenden Kugeln z.B. in [88] und [95] bis [97] enthalten. Über die beim pneumatischen Transport wichtige Größe, die Schweb- bzw. Sinkgeschwindigkeit (vgl. Kap. 4.2.), ist ebenfalls schon einiges veröffentlicht worden, so von frei angeströmten Körpern

z.B. in [98] bis [106] und von frei angeströmten Kugeln z.B. in [17], [21], [82], [91], [104] und [107] bis [110].

3.2.2. Die pneumatische Förderung beim Kugelhaufenreaktor

Für den Transport der Brennelemente bei den Kugelhaufenreaktoren hat man sich für die pneumatische Förderung entschieden, weil die im Vergleich zu mechanischen Fördermitteln geringen Anschaffungskosten, die leichte und platzsparende Verlegbarkeit der Förderrohre und die fast wartungs- und bedienungsfreie Arbeitsweise die Nachteile der höheren Betriebskosten und den geringen Graphitstaubanfall mehr als ausgleichen. Für den Kernreaktorbau ist besonders eine Wartungsfreiheit und der Einsatz möglichst nicht oder wenig verschleißender Teile, wie es Rohrleitungen darstellen, wichtig. Kontaminierte Verschleißteile können nämlich, wenn sie direkten oder indirekten Kontakt mit dem Primärkreislauf haben, nur unter erschwerten Bedingungen ausgebaut und ersetzt werden, was zusätzliche, relativ hohe Kosten verursacht.

Während über die Dünn- und Dichtstromförderung schon einiges veröffentlicht worden ist (vgl. Kap. 3.2.1.), konnte zur pneumatischen Förderung einer Einzelkugel im Rohr, wie sie beim Kugelhaufenreaktor Verwendung findet, keine Veröffentlichung gefunden werden.

3.3. Beschreibung der Beschickungsanlage

Nachfolgend wird die Beschickungsanlage am Beispiel des THTR-Kernkraftwerkes näher beschrieben; denn bisherige Veröffentlichungen haben sie nur kurz gestreift (z.B. [10]) oder nur unter bestimmten Gesichtspunkten abgehandelt (z.B. [111], [112]). Außerdem soll die Beschreibung auch dazu dienen, die anschließende mathematische Behandlung der Kugelbewegung in Rohrleitungen praxisnahe zu sehen.

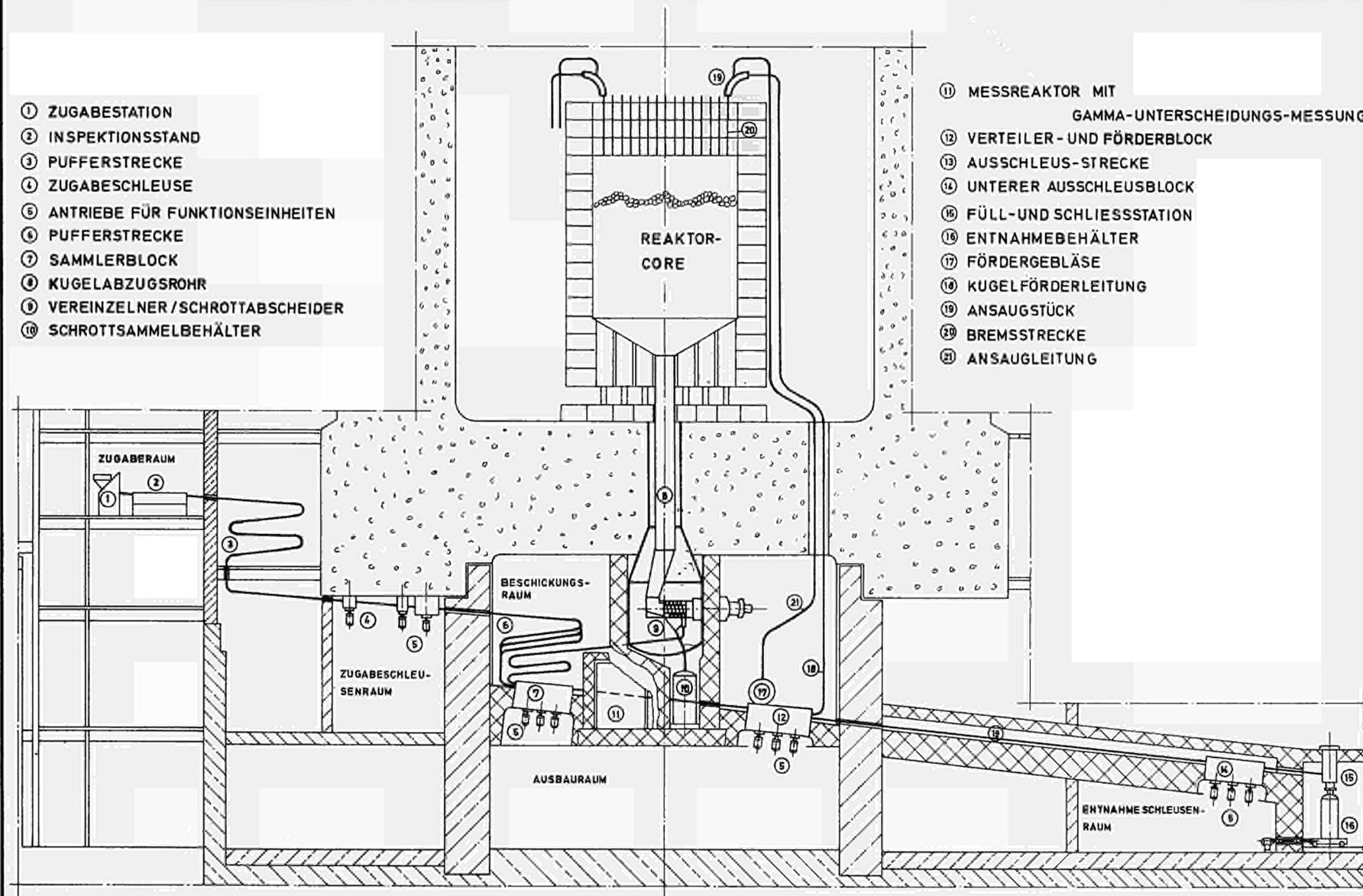
Im Reaktorcore befindet sich je nach Betriebsphase eine Kugelschüttung, die aus Brennstoff-, Moderator- und Absorberkugeln oder nur aus Brennstoffkugeln verschiedenen Abbrandzustandes besteht. Nach dem Durchlaufen des Reaktorcores gelangen die Kugeln in das Kugelabzugsrohr (vgl. Abb. 1), das sich an seinem Ende in zwei Rohrleitungen verzweigt; jede der beiden wird durch eine Vereinzelnerscheibe abgeschlossen (vgl. Abb. 2). Durch Drehung der mit einer Bohrung versehenen Scheibe werden die Kugeln (mit Durchmesser von etwa 58 mm bis 62 mm) aus der anstehenden Kugelschüttung einzeln abgezogen.

An jeden Vereinzelnern schließt sich je ein Schrottabscheider an. In ihm werden alle Bruchstücke und Kugeln, die die zulässigen Abmessungen unterschreiten, abgeschieden und fallen in den Schrottsammelbehälter (vgl. Abb. 1 und 2). Die guten Kugeln gelangen einzeln und nacheinander in den Gutkugelabzug, an den sich eine um 5° geneigte Rohrleitung mit einem Innendurchmesser von 65 mm anschließt. Alle Rohrleitungen, in denen die Kugeln nur durch ihr Eigengewicht rollen, sind mit einer Neigung von 5° verlegt. Die Rohrleitungen, in denen Kugeln rollen, pneumatisch gefördert werden oder gebremst werden, haben alle einen Innendurchmesser von 65 mm.

Die neuen Kugeln werden im Zugaberaum durch zwei Zugabeeinrichtungen in den Beschickungskreislauf eingegeben (vgl. Abb. 1 und 2). Sie rollen durch je einen Inspektionsstand in je eine Pufferstrecke. Nach den Pufferstrecken werden die Rohrleitungen zusammengeführt. Daran schließt sich eine Zugabeschleuse an, um die Kugeln von der Umgebungsluft in das Primärgassystem einzuschleusen. Die aus der Schleuse rollenden Kugeln werden in drei weitere Pufferstrecken geleitet, die bis zum Sammlerblock im Beschickungsraum reichen (vgl. Abb. 1 und 2). Parallel zu diesen Pufferstrecken liegt eine weitere Pufferstrecke, die vom Gutkugelabzug her mit Kugeln aus dem Reaktorcore versorgt wird. Die Pufferstrecken werden von je einem Dosierer abgeschlossen.

- ① ZUGABESTATION
- ② INSPEKTIONSSTAND
- ③ PUFFERSTRECKE
- ④ ZUGABESCHLEUSE
- ⑤ ANTRIEBE FÜR FUNKTIONSEINHEITEN
- ⑥ PUFFERSTRECKE
- ⑦ SAMMLERBLOCK
- ⑧ KUGELABZUGSROHR
- ⑨ VEREINZELNER / SCHROTTABSCHIEDER
- ⑩ SCHROTTSAMMELBEHÄLTER

- ⑪ MESSREAKTOR MIT
GAMMA-UNTERSCHIEDUNGS-MESSUNG
- ⑫ VERTEILER - UND FÖRDERBLOCK
- ⑬ AUSSCHLEUS-STRECKE
- ⑭ UNTERER AUSSCHLEUSBLOCK
- ⑮ FÜLL-UND SCHLIESSSTATION
- ⑯ ENTNAHMEBEHÄLTER
- ⑰ FÖRDERGEBLÄSE
- ⑱ KUGELFÖRDERLEITUNG
- ⑲ ANSAUGSTÜCK
- ⑳ BREMSSTRECKE
- ㉑ ANSAUGLEITUNG



Gen. 27.10.1968 P4.5	THTR-BESCHICKUNGSANLAGE	Alt-Zeich.:
Gepr. 27.10.68 <i>Rey</i>		Gehört zu:
BBC/KRUPP	SCHEMATISCHE ANORDNUNG	ABB.1

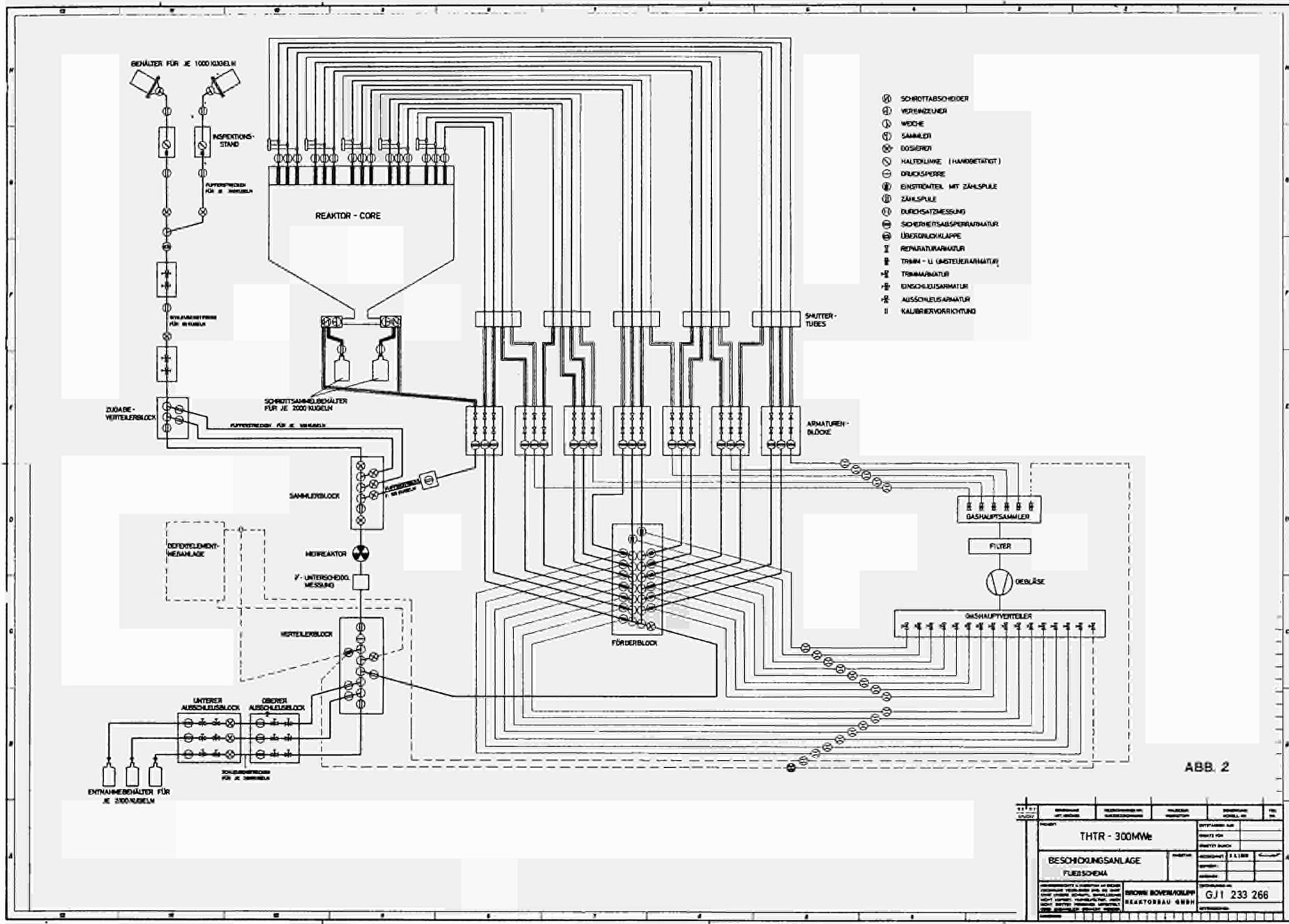


ABB. 2

1:1	1:1	1:1	1:1	1:1
PROJEKT	RECHENUNGS- UND ANZEIGENSCHEMEN	VERLEGEN RECHENUNGS	DRUCKEN RECHENUNGS	PROJEKT RECHENUNGS
THTR - 300Mw			DITTTAMM: 4/68	
BESCHÜTTUNGSANLAGE			RECHTIGKEIT	
FLUßSCHEM			RECHENUNGS	
BROUW BOVEN/OLIPP			GJI 233 266	
REAKTORBAU 488H			RECHENUNGS	

Nach der Freigabe durch den letzten Dosierer im Sammlerblock (vgl. Abb. 2) rollt die Kugel durch den Meßreaktor und durch die Gamma-Unterscheidungsmeßeinrichtung. Da in der Kugelschüttung innerhalb des Reaktorcores einzelne Kugeln nicht verfolgt werden können, muß hier entschieden werden, ob die Kugel dem Kreislauf entnommen oder ^{an} eine bestimmte Stelle des Cores gegeben werden soll. Mit Hilfe des Meßreaktors und der Gamma-Unterscheidungsmeßeinrichtung kann der Abbrandzustand der Brennstoffkugeln sowie die Kugelart ermittelt werden. Das Ergebnis jeder Messung bestimmt den Befehl für die nachgeschalteten Weichen. Da der Abbrand der Brennstoffkugeln während ihres Rollens durch den Meßreaktor gemessen wird, geht die Kugelrollgeschwindigkeit in die Genauigkeit der Abbrandmessung ein. Es ist also das Rollverhalten der Kugeln an dieser Stelle besonders interessant.

Nach der Gamma-Unterscheidungsmeßeinrichtung folgt der Verteilerblock, in dem sich außer Weichen eine Drucksperre befindet. Die Aufgabe der Drucksperre ist die Trennung von Rohrleitungsabschnitten mit unterschiedlichem Druckniveau und der Kugeltransport von einem in den anderen Abschnitt ohne das Auftreten unzulässiger Leckage. Da die Drucksperre nicht absolut dicht schließen kann, muß mit einer schwachen Gasströmung gerechnet werden, die das Kugelrollen durch den Meßreaktor beeinflusst.

Abgebrannte Brennstoffkugeln und die auszuschleusenden Moderator- und Absorberkugeln rollen durch ein dreisträngiges Schleusensystem in transportfähige Entnahmebehälter (vgl. Abb. 1 und 2).

Die weiter im Kreislauf verbleibenden Kugeln rollen vom Verteilerblock aus durch eine Rohrleitung zum Förderblock (vgl. Abb. 2). Die in ihm angeordneten Weichen sorgen für eine Verteilung der ankommenden Kugeln auf die 15 vorhandenen Förderrohre. Innerhalb des Förderblockes rollen die Kugeln von selbst durch die Weichen bis zu den Einströmteilen. Der Förderblock und auch alle anderen Blöcke, durch die Kugeln rollen, sind um einen Winkel von 10° geneigt, so daß die Kugelrollbahnen ebenfalls einen Neigungswinkel

von 10° besitzen. Beim Einströmteil wird die pneumatische Kugelförderung eingeleitet.

Die pneumatische Kugelförderung erfolgt in der Betriebsphase des THTR mit Hilfe von Helium (bei 40 at und 260°C), das vom Reaktorcore her mit einem Fördergebläse angesaugt und auf der Gebläse-druckseite in die Einströmteile geleitet wird. Eine anrollende Kugel wird dort von einem entsprechend hohen Fördergasstrom mitgenommen und durch das Förderrohr bis zum Ansaugstück oberhalb der Coredecke transportiert. Der Fördergasstrom ist so bemessen, daß die Kugeln weder zu schnell (wegen Stoßbeanspruchungen vor allem in Rohrkrümmern) noch zu langsam (wegen der Einhaltung der geforderten Förderleistung) gefördert werden. Aus Platz- und Anordnungsgründen (z.B. Shutter-Tubes im Spannbetonbehälterboden) ist es nicht möglich, die Förderrohre ausschließlich nur in vertikaler Richtung zu verlegen. Es ist vielmehr so, daß sich schräge gerade und vertikale gerade Rohrstücke sowie Krümmen abwechseln. Das letzte Teil vom Förderrohr vor dem Ansaugstück ist mit einem flachen Neigungswinkel schräg nach unten verlegt. Hier rollt die Kugel durch ihr Eigengewicht und wird gleichzeitig vom Fördergasstrom beschleunigt. Am Ansaugstück endet die eigentliche pneumatische Kugelförderung; denn an das Förderrohr schließt sich das vertikal abwärts gerichtete Bremsrohr an (vgl. Abb. 1).

Im Bremsrohr strömt der abwärts in das Reaktorcore fallenden Kugel das Bremsgas entgegen, um eine unzulässig hohe Aufprallgeschwindigkeit (wegen begrenzter Festigkeit der Kugeln) auf den Kugelhaufen im Core zu vermeiden. Das Bremsrohr geht durch die Coredecke und endet an ihrer Unterseite. In dieser Bremsstrecke erreicht man, daß die kinetische Energie der geförderten Kugel vermindert und außerdem die Kugel daran gehindert wird, sich entsprechend dem freien Fall zu beschleunigen. Das Bremsgas wird vom Reaktorcore und das Fördergas vom Einströmteil her im Ansaugstück angesaugt und über die Ansaugleitung zum Saugstutzen des Fördergebläses geleitet (vgl. Abb. 1 und 2).

Damit die Gasmenge im Core unverändert bleibt, muß die benötigte Bremsgasmenge dem Core zugeführt werden. Weil von den 15 vorhandenen Förderrohren nur maximal 4 gleichzeitig mit Kugeln beaufschlagt werden sollen, liegt es nahe, einen Teil der während der Kugelförderung unbenutzten Förderrohre als Bremsgaszuführungsleitungen zu verwenden. Durch entsprechende Einstellung und Umsteuerung von Trimm- und Trimm-Umsteuerarmaturen läßt es sich erreichen, daß durch die Förderrohre einmal Kugeln gefördert werden können und nach der Umsteuerung dem Core Bremsgas zugeführt werden kann. Der Durchsatz wird mit Hilfe von Venturidüsen gemessen.

4. Die Schwebegeschwindigkeit von Einzelkugeln in Rohren
=====

4.1. Allgemeines

Bei der pneumatischen Förderung von den Brennstoff-, Moderator- und Absorberkugeln in der Beschickungsanlage bzw. allgemein von Schüttgütern in pneumatischen Rohrförderanlagen muß die Geschwindigkeit des Fördermediums so bemessen sein, daß das Fördergut sowohl in horizontalen und vertikalen als auch in schräg ansteigenden Leitungen ohne liegenzubleiben, was zu Verstopfungen in den Rohrleitungen führen kann, fortbewegt wird. Auf der anderen Seite darf die Fördergasgeschwindigkeit nicht übermäßig groß gewählt werden, weil dann sowohl der spezifische Energiebedarf für die Förderung als auch der Verschleiß des Fördergutes und der Rohrleitungen erheblich zunehmen. Für die Wirtschaftlichkeit und Betriebssicherheit ist es daher von entscheidender Bedeutung, eine genaue Kenntnis jener Mindest-Fördergasgeschwindigkeit zu haben, die für die einzelnen Fördergüter unter den verschiedensten Betriebsverhältnissen erforderlich sind ([107]). Die Grenzgeschwindigkeit des Fördergases nennt man Schwebegeschwindigkeit.

Während die Schwebegeschwindigkeit von frei angeströmten Kugeln bekannt ist (vgl. z.B. [18], [59], [107], [52], [17], [21] S.44/45, [108] S.178, [91] S.299, [109] S.355 und [110] S.158), wird nachfolgend die Gleichung für die Schwebegeschwindigkeit von Einzelkugeln in einem Rohr abgeleitet und soweit wie möglich mit Versuchsergebnissen verglichen.

4.2. Definition von Schwebegeschwindigkeit und Sinkgeschwindigkeit

Unter Schwebegeschwindigkeit (im folgenden mit w_s bezeichnet) wird jene nach oben gerichtete Gasgeschwindigkeit verstanden, die eine Kugel (bzw. allgemein ein Fördergut) gerade im Gleichgewicht hält, so daß sich die Kugel weder nach oben noch nach

unten bewegt sondern im Schwebезustand verharzt. Die Schwebegeschwindigkeit bezieht sich auf das Strömungsmedium und ist eine charakteristische Größe des Fördergutes.

Um die Kugelförderung bei der Beschickungsanlage des THTR zu gewährleisten, ist also eine Fördergasgeschwindigkeit notwendig, die größer sein muß als die Schwebegeschwindigkeit der Kugel im Rohr.

Die Schwebegeschwindigkeit stimmt zahlenmäßig mit der sogenannten Sinkgeschwindigkeit eines Fördergutes überein. Wenn ein Körper in einem ruhenden Medium frei fällt, wird er sich solange beschleunigen, bis die erreichte Fallgeschwindigkeit konstant bleibt. Diese ist dann die Sinkgeschwindigkeit.

4.3. Kontrollraum für die Ableitung der theoretischen Gleichung

Für den stationären Zustand beim Schweben einer Kugel im Gasstrom in einem Rohr ergeben sich unter Vernachlässigung des Auftriebes die in Abb. 3 angegebenen Kräfteverhältnisse. Zur Ableitung der Gleichung für die Schwebegeschwindigkeit soll der Impulssatz der Hydrodynamik angewendet werden. Der Kontrollraum, für den der Impulssatz anzusetzen ist, wird durch folgende Kontrollflächen begrenzt (vgl. Abb. 3):

Die Eintrittsfläche ist der Rohrquerschnitt F_R im ungestörten Strömungsbereich weit vor der Kugel. Sie erstreckt sich bis zur Rohrwand, damit der gesamte Eintrittsimpuls erfaßt wird. Der Austrittsimpuls ergibt sich dort, wo die Kontrollfläche von der Rohrwand her durch die Ablösungspunkte gelegt wird. Dann verläuft sie entlang der Kugelkontur, da im sogenannten Totwassergebiet hinter der Kugel Druckgleichheit herrscht. Die Ablösungspunkte liegen auf der Kugeloberfläche nur um wenige Winkelgrade vom Kugeläquator in Strömungsrichtung entfernt. An dieser Stelle weicht

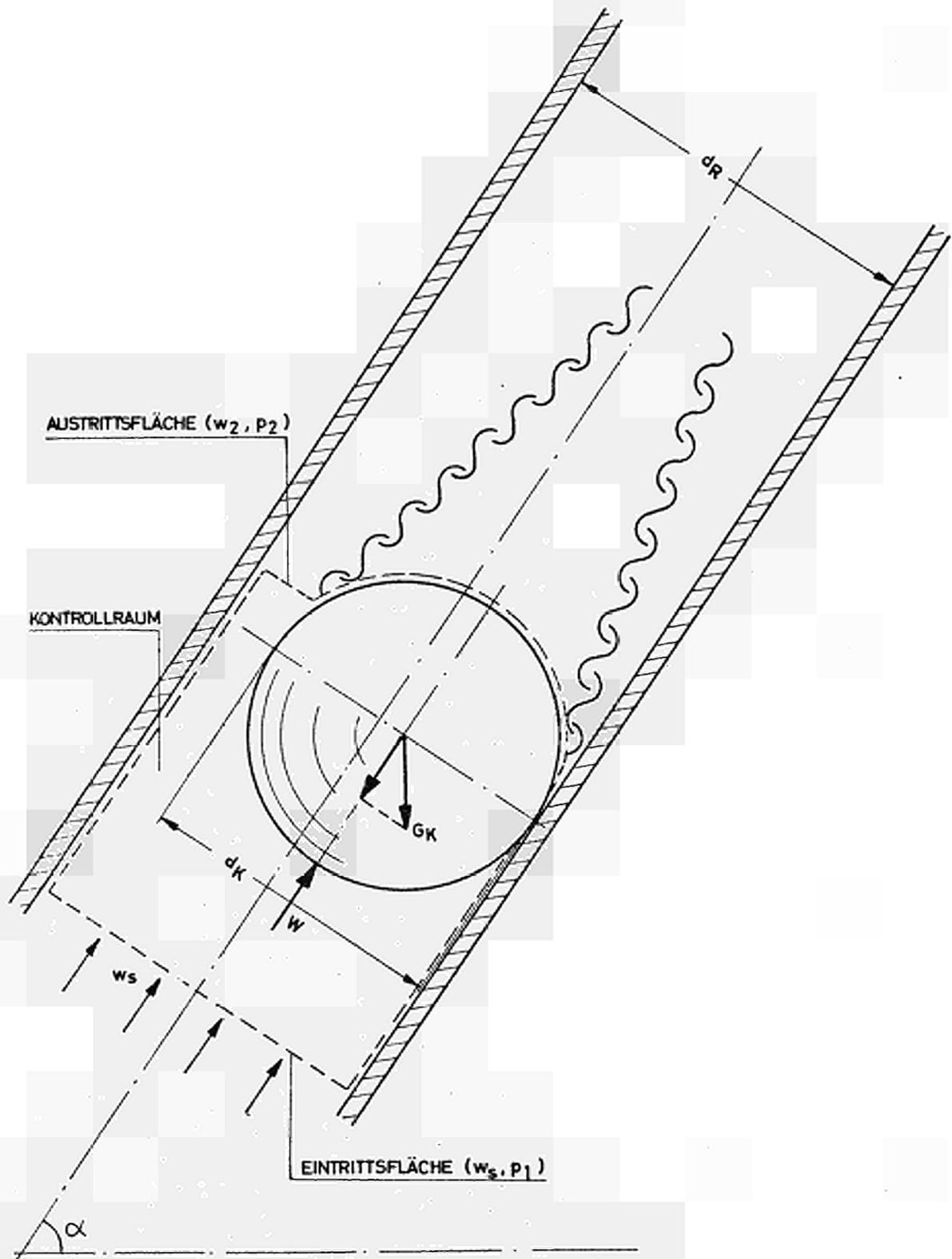


ABB. 3 : KRÄFTE AN EINER SCHWEBENDEN KUGEL

der Durchmesser des Breitenkreises kaum vom Kugeldurchmesser ab. Der sehr kleine Unterschied kann hier vernachlässigt werden, so daß als freier Strömungsquerschnitt an der Austrittsfläche des Kontrollraumes die Differenz zwischen Rohrquerschnitt F_R und größtem Kugelquerschnitt F_K zugrunde gelegt werden kann.

4.4. Aufstellen der theoretischen Gleichung

Aus dem Impulssatz (vgl. [113] S.56)

$$\Sigma K = \rho_G Q (w_2 - w_s) \quad (4.1)$$

mit ρ_G = Gasdichte

und Q = zeitliches Gasvolumen

ergibt sich mit den auftretenden Kräften K in Strömungsrichtung (vgl. Abb. 3):

Kugelgewichtskomponente

$$G_K \sin \alpha = \frac{\pi}{6} d_K^3 \gamma_K \sin \alpha \quad (4.2)$$

Widerstandskraft

$$W = \gamma F_K \frac{\rho_G}{2} w_s^2 \quad (4.3)$$

und Druckkräfte

$$P_1 = p_1 F_R \quad (4.4)$$

$$P_2 = p_2 F_R \quad (4.5)$$

folgende Gleichung:

$$W - G_K \sin \alpha + P_1 - P_2 = \rho_G Q (w_2 - w_s) \quad (4.6)$$

In den letzten Gleichungen bedeuten (vgl. auch Abb. 3):

- α = Neigungswinkel vom Rohr,
- d_K = Kugeldurchmesser,
- γ_K = spezifisches Gewicht der Kugel,
- γ = Widerstandsbeiwert der frei angeströmten Kugel,
- p_1 = Druck an der Eintrittsfläche,
- p_2 = Druck an der Austrittsfläche.

Das zeitliche Gasvolumen ist durch die Kontinuitätsgleichung gegeben:

$$Q = w_s F_R = w_2 (F_R - F_K) \quad (4.7)$$

Für die Druckdifferenz $p_1 - p_2$ läßt sich mit Hilfe der Bernoulli-Gleichung unter Vernachlässigung der geodätischen Höhe und mit der Annahme $\rho_G = \text{konst.}$ im Kontrollraum sowie mit der Gleichung (4.7) schreiben:

$$p_1 - p_2 = \rho_G \frac{w_s^2}{2} \left[\left(\frac{F_R}{F_R - F_K} \right)^2 - 1 \right] \quad (4.8)$$

Für den Rohrquerschnitt F_R und den Kugelquerschnitt F_K gelten folgende Beziehungen:

$$F_R = \frac{\pi}{4} d_R^2 \quad (4.9)$$

$$F_K = \frac{\pi}{4} d_K^2 \quad (4.10)$$

mit d_R = Rohrrinnendurchmesser

Die Gasdichte ρ_G ist mit dem spezifischen Gewicht des Gases γ_G durch die Erdbeschleunigung g verbunden:

$$\rho_G = \gamma_G / g \quad (4.11)$$

Damit erhält man aus Gl. (4.6) mit Gl. (4.2) bis (4.5) und mit Gl. (4.7) bis (4.11) die gesuchte Gleichung für die Schwebegeschwindigkeit einer Einzelkugel im Rohr:

$$w_s = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\gamma_K}{\gamma_G} g d_K \frac{\sin \alpha}{\psi^*}} \quad (4.12)$$

$$\text{mit } \psi^* = \psi + \frac{D^*}{(1 - D^*)^2} \quad (4.13)$$

$$\text{und } D^* = d_K^2 / d_R^2 \quad (4.14)$$

Zur weiteren Vereinfachung der Schreibweise sollen noch folgende Abkürzungen eingeführt werden:

$$w_s = w_{s,90} \sqrt{\sin \alpha} \quad (4.15)$$

$$\text{mit } w_{s,90} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\gamma_K}{\gamma_G} \frac{g d_K}{\psi^*}} \quad (4.16)$$

Die Gl. (4.16) gibt die Schwebegeschwindigkeit für eine Kugel in einem vertikalen Rohr, d.h. bei $\alpha = 90^\circ$, wieder. Sie ist im wesentlichen abhängig vom Rohr- und Kugeldurchmesser d_R und d_K sowie vom spezifischen Gewicht γ_K der Kugel und γ_G des Gases; denn der Widerstandsbeiwert Ψ einer frei angeströmten Kugel ist im Reynolds-Zahl-Bereich $10^3 < Re_K < 1,7 \cdot 10^5$ mit $\Psi = 0,47$ (vgl. [91] S.285) nahezu konstant. Die Beschickungsanlage des THTR arbeitet auch in diesem Reynolds-Zahl-Bereich. Die Schwebegeschwindigkeit einer Kugel im schrägen Rohr ist zusätzlich noch vom Neigungswinkel des Rohres abhängig, wie sich aus Gl. (4.15) ersehen läßt.

4.5. Betrachtung von Grenzfällen

4.5.1. Erster Grenzfall

Für $d_R \longrightarrow \infty$ bzw. $D^* \longrightarrow 0$ (vgl. Gl. (4.14)) geht der Widerstandsbeiwert Ψ^* für eine Kugel im Rohr in den Widerstandsbeiwert Ψ für die frei angeströmte Kugel über (vgl. Gl. (4.13)). Für die frei und vertikal angeströmte Kugel ergibt sich damit aus Gl. (4.16) folgende Schwebegeschwindigkeit:

$$w_{s,90} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\gamma_K}{\gamma_G} \frac{g d_K}{\Psi}} \quad (4.17)$$

Die Gl. (4.17) stimmt mit den entsprechenden, in der Literatur (Aufzählung der Literaturstellen vgl. Kap. 4.1.) angegebenen Gleichungen überein. Den Grenzfall nach Gl. (4.17) erhält man auch, wenn $d_K \longrightarrow 0$ geht oder $d_K \ll d_R$ ist.

Gasterstädt [21], der im Rahmen seiner experimentellen Untersuchung des pneumatischen Fördervorganges auch die Schwebegeschwindigkeit von Kugeln in einem vertikal angeordneten zylindrischen und konischen Rohr gemessen hat, gibt eine befriedigende Übereinstimmung zwischen seinen Meßwerten und der Gl. (4.17) an. Diese Übereinstimmung ist erklärlich, wenn man sich die Durchmesserhältnisse von Versuchsrohr und -kugel näher betrachtet. Es wurde ein Glasrohr mit $d_R = 96$ mm und Kugeln mit $d_K \leq 20$ mm

verwendet, d.h. das Durchmesser Verhältnis betrug $d_K/d_R \leq 0,21$. An Hand der graphischen Darstellung des Widerstandsbeiwertes ψ^* in Abb. 4 (vgl. Kap. 4.6.) läßt sich ersehen, daß bei einem Durchmesser Verhältnis von $d_K/d_R = 0,21$ der Widerstandsbeiwert ψ^* einer Kugel im Rohr kaum von dem Widerstandsbeiwert ψ einer frei angeströmten Kugel abweicht. Bei den Versuchen von Gasterstädt [21] gilt also noch die Voraussetzung $d_K \ll d_R$ für den Grenzfall nach Gl. (4.17).

4.5.2. Zweiter Grenzfall

Einen weiteren Grenzfall erhält man, wenn der Widerstandsbeiwert ψ für eine frei angeströmte Kugel in Gl. (4.13) vernachlässigt wird. Setzt man also $\psi = 0$, so folgt aus Gl. (4.13) und (4.16) für eine vertikal angeströmte Kugel:

$$w_{s,90} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\delta_K}{\delta_G} g d_K \frac{(1-D^*)^2}{D^*}} \quad (4.18)$$

Die Gl. (4.18) gilt für den Fall, daß $d_K \rightarrow d_R$ bzw. $D^* \rightarrow 1$ geht, weil dann nach Gl. (4.13) der Widerstandsbeiwert der Kugel im Rohr $\psi^* \rightarrow \infty$ geht und $\psi = 0,47$ vernachlässigt werden kann.

Im Buch von Eck [91] ist auf S. 315 eine der Gl. (4.18) im Aufbau ähnliche Gleichung angegeben. Sie wurde dort für einen Zylinder im senkrechten Rohr abgeleitet und lautet

$$w_{s,90} = \frac{\sqrt{2 g \frac{G}{\delta_G F}}}{\sqrt{\left(\frac{F_R}{F_R - F}\right)^2 - 1}} \quad (4.19)$$

Die Gl. (4.19) wurde jedoch nicht mit Versuchsergebnissen verglichen. Setzt man für das Gewicht G und die Querschnittsfläche F die entsprechenden Werte für eine Kugel nach Gl. (4.2) und (4.10) ein, so ergibt sich

$$w_{s,90} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\delta_K}{\delta_G} g d_K \frac{(1-D^*)^2}{2 \cdot D^{*2} - D^{*4}}} \quad (4.20)$$

Der Vergleich mit vorliegenden Versuchsergebnissen erfolgt in Kap. 4.8.

In Verbindung mit Gl. (4.15) erhält man mit Gl. (4.17) und (4.18) die beiden entsprechenden Grenzfälle für jeden Neigungswinkel α .

4.6. Der Widerstandsbeiwert für Einzelkugeln im Rohr

Der Widerstandsbeiwert ψ^* für eine Kugel im Rohr nach Gl. (4.13) soll nachfolgend als Funktion vom Durchmesser Verhältnis d_K/d_R in Abb. 4 graphisch dargestellt werden. Man kann an Hand des Diagrammes erkennen, daß mit zunehmenden Werten von d_K/d_R der Widerstandsbeiwert ψ^* , von 0,47 ausgehend, zunächst geringfügig und dann immer stärker zunimmt und für $d_K/d_R = 1$ asymptotisch dem Wert $\psi^* = \infty$ zustrebt.

Bei dem bei der THTR-Beschickungsanlage vorliegenden Verhältnis $d_K/d_R \approx 0,92$ ($d_K \approx 60$ mm, $d_R = 65$ mm, vgl. Kap. 3.3.2.) ist der Widerstandsbeiwert fast um den Faktor 100 größer als der bei freier Anströmung; die Widerstandsbeeinflussung durch die nahe Rohrwand ist beim THTR also schon merklich.

4.7. Versuchsaufbau und -durchführung zur Messung der Schwebegeschwindigkeit

Die Versuche zur Messung der Schwebegeschwindigkeit wurden in einem Kugelförderkreislauf mit einer Förderstrecke durchgeführt. Der Kreislauf diente nicht nur für diese Versuche sondern vor allem zur Klärung anderer Fragen hinsichtlich der Beschickungsanlage. Aus diesem Grunde enthielt er mehr, als für die Schwebegeschwindigkeits-Versuche unbedingt erforderlich gewesen wäre. Der Förderkreislauf wurde unter Atmosphärendruck bei Raumtemperatur betrieben, so daß er nicht geschlossen zu sein brauchte. Er bestand aus der ca. 8,50 m langen, vertikal angeordneten Förder-

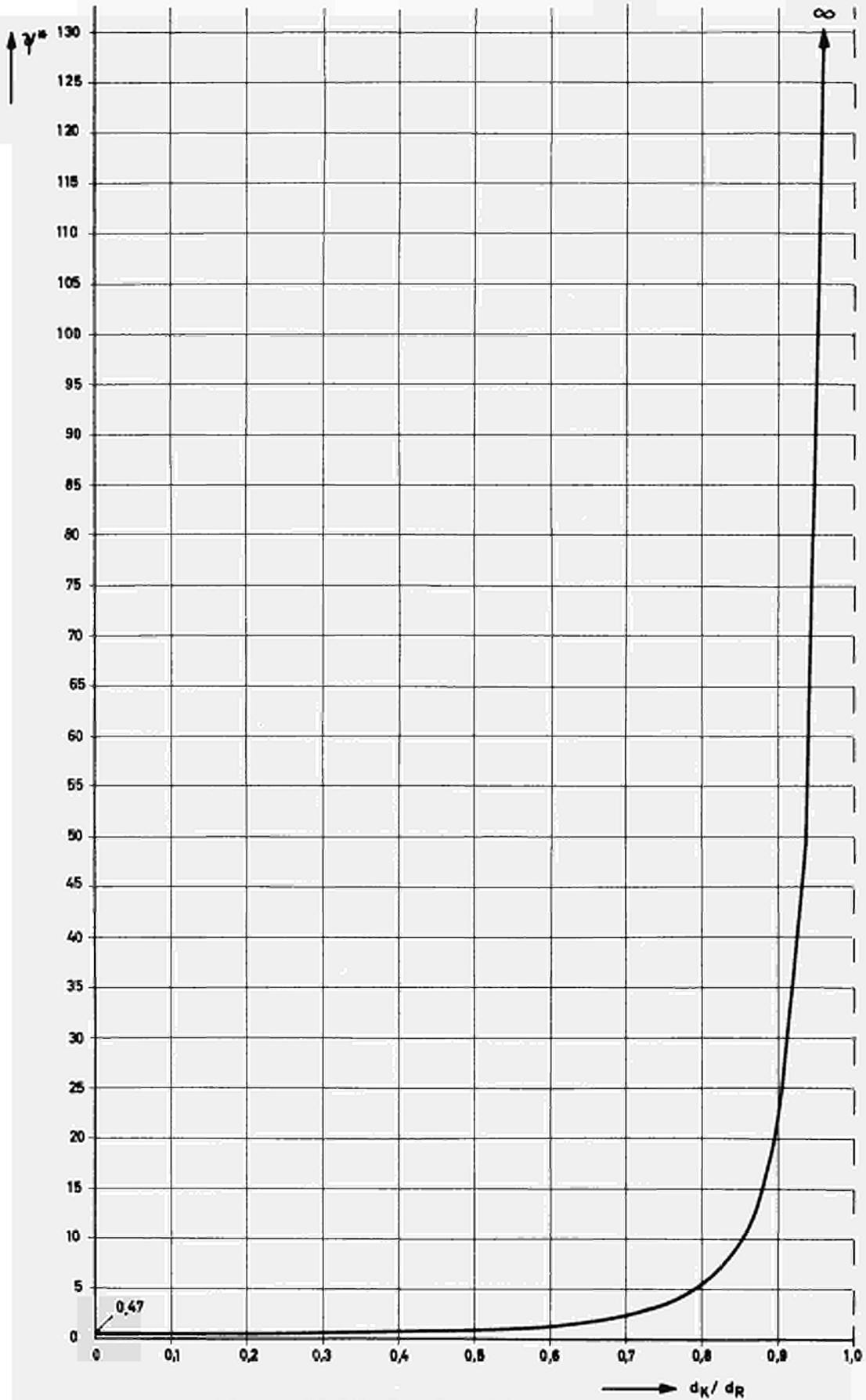


ABB. 4 : WIDERSTANDSBEIWERT FÜR EINZELKUGELN IM ROHR $\zeta^* = f(d_K/d_R)$

strecke, an deren oberen Ende zu Beobachtungszwecken ein Stück Plexiglasrohr eingebaut war, aus dem Fördergebläse, dem Einströmteil, der Schleuse, die als Drucksperre und zur Kugellentnahme und -zugabe diente, und aus Meßstrecken zur Kugelgeschwindigkeitsmessung sowie aus einem Ansaugstück mit Bremsstrecke. Der Durchmesser aller Rohre im Kreislauf betrug wie bei der THTR-Beschickungsanlage 65 mm.

Während der Versuche saugte das Gebläse Luft aus der Versuchshalle an und drückte sie in das Einströmteil, wo die Versuchskugeln, von der Schleuse her rollend, vom Luftstrom erfaßt wurden und in die Förderstrecke gelangten. Es wurden Graphitkugeln mit verschiedenen Durchmessern ($d_K = 10$ bis 61 mm) in den Förderkreislauf einzeln eingegeben und die Fördergasgeschwindigkeit so lange reguliert, bis die Kugeln im vertikalen Förderrohr in der Schwebelage gehalten werden konnten, was an der Stelle des Plexiglasrohres zu beobachten war. Die sich dann einstellende Gasgeschwindigkeit, die Schwebegeschwindigkeit, wurde mit Hilfe eines Prandtl-Rohres und eines Druckmessers (Miniskop) ermittelt. Die Regulierung des Gasstromes wurde mittels Ventile und einem Bypaß vorgenommen, weil das Gebläse selbst nicht regelbar war.

Die Schwebegeschwindigkeiten im geneigten Rohr sind an einem anderen Versuchsstand gemessen worden. Der Versuchsstand bestand aus einem ca. 2,50 m langen geneigten Plexiglasrohr, dem über eine mit einer Blende bestückten Durchsatzmeßstrecke Luft von einem Gebläse zugeführt wurde. An der Einströmseite des Rohres war ein Drahtsieb angebracht, um eine gleichmäßige Zuströmung in das Plexiglasrohr zu erhalten. Die zu untersuchenden Kugeln wurden am offenen Ende des Rohres eingegeben und rollten bis zum Drahtsieb. Nun wurde die Gasgeschwindigkeit soweit erhöht, bis die Kugeln in einem Abstand von ca. 1 m vom Sieb im Gleichgewicht gehalten werden konnten. Die dazu notwendige Gasgeschwindigkeit wurde mit Hilfe der Blende und eines Miniskops gemessen. Neben glatten Graphitkugeln sind auch raue untersucht worden. Man erhielt sie, indem glatte Kugeln mehrmals auf 1000°C erhitzt und

in kaltem Wasser abgeschreckt wurden. Sie hatten danach eine gleichmäßig rauhe, großporige Oberfläche. Die Versuchsergebnisse sind im folgenden Kap. 4.8 auf Abb. 6 angegeben.

4.8. Graphische Darstellung und Kurvendiskussion

Die Schwebegeschwindigkeit w_s nach Gl. (4.12) ist in Abhängigkeit des Kugeldurchmessers d_K mit dem variierten Parameter α und den konstant gelassenen Parametern d_R und γ_K/γ_G in Abb. 5 und 6 wiedergegeben. Für die konstanten Parameter sind Werte vom Prinzipversuchsstand der Beschickungsanlage (vgl. Kap. 4.7.) zugrunde gelegt worden: $d_R = 65$ mm; $\gamma_K = 1700$ kp/m³ (Kugeln aus Graphit) und $\gamma_G = 1,2$ kp/m³ (Luft bei 20°C und 760 Torr) bzw. $\gamma_K/\gamma_G = 1416$.

In Abb. 5 sind die theoretischen Kurven für $\alpha = 0^\circ$ bis 90° sowie zwei Grenzkurven und eine Kurve nach Gl. (4.20) für z.B. $\alpha = 90^\circ$ dargestellt. Die erste Grenzkurve nach Gl. (4.17) gibt die Verhältnisse bei einer frei angeströmten Kugel an, während die zweite Grenzkurve nach Gl. (4.18) den Fall wiedergibt, bei dem der Widerstandsbeiwert für eine frei angeströmte Kugel vernachlässigt ist. Aus Abb. 5 läßt sich ersehen, daß die Kurve nach Gl. (4.16) sich für kleine Kugeldurchmesser der Kurve nach Gl. (4.17) und für Kugeldurchmesser, die dem Rohrdurchmesser nahe kommen, der Kurve nach Gl. (4.18) annähert. Relativ kleine Kugeln werden also von der Rohrwand nicht mehr beeinflußt; die Strömung im Rohr verhält sich in bezug auf eine kleine Kugel wie eine freie Strömung. Bei relativ großen Kugeln (d.h. denn $d_K \longrightarrow d_R$ geht) ist dagegen der Strömungswiderstand von der freien Anströmung vernachlässigbar.

Die Kurve nach Gl. (4.20) bildet keinen Grenzfall; denn sie tangiert nicht die Kurve nach Gl. (4.12) für $\alpha = 90^\circ$, obwohl sie für $\alpha = 90^\circ$ gilt (vgl. Abb. 5). Im Durchmesserbereich der Kugel von $d_K = 45$ bis 65 mm liegt die Kurve nach Gl. (4.20) sogar unterhalb der nach Gl. (4.12) für $\alpha = 60^\circ$; erst bei $d_K \approx 44$ mm liegt ihr Schnittpunkt mit der Kurve für $\alpha = 60^\circ$ und bei $d_K \approx 37$ mm

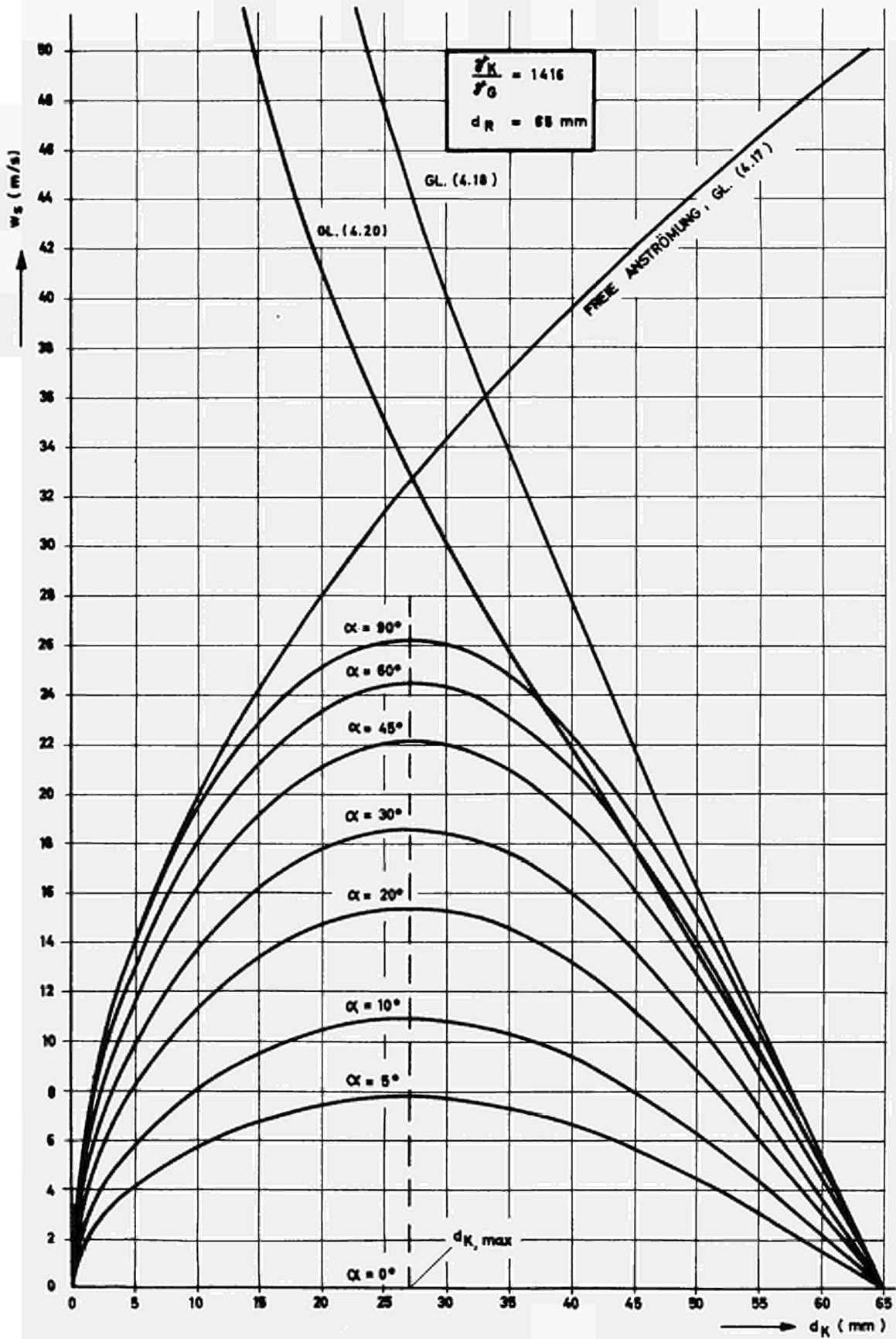


ABB. 5 : SCHWEBEGESCHWINDIGKEIT $w_s = f(d_K, \alpha)$

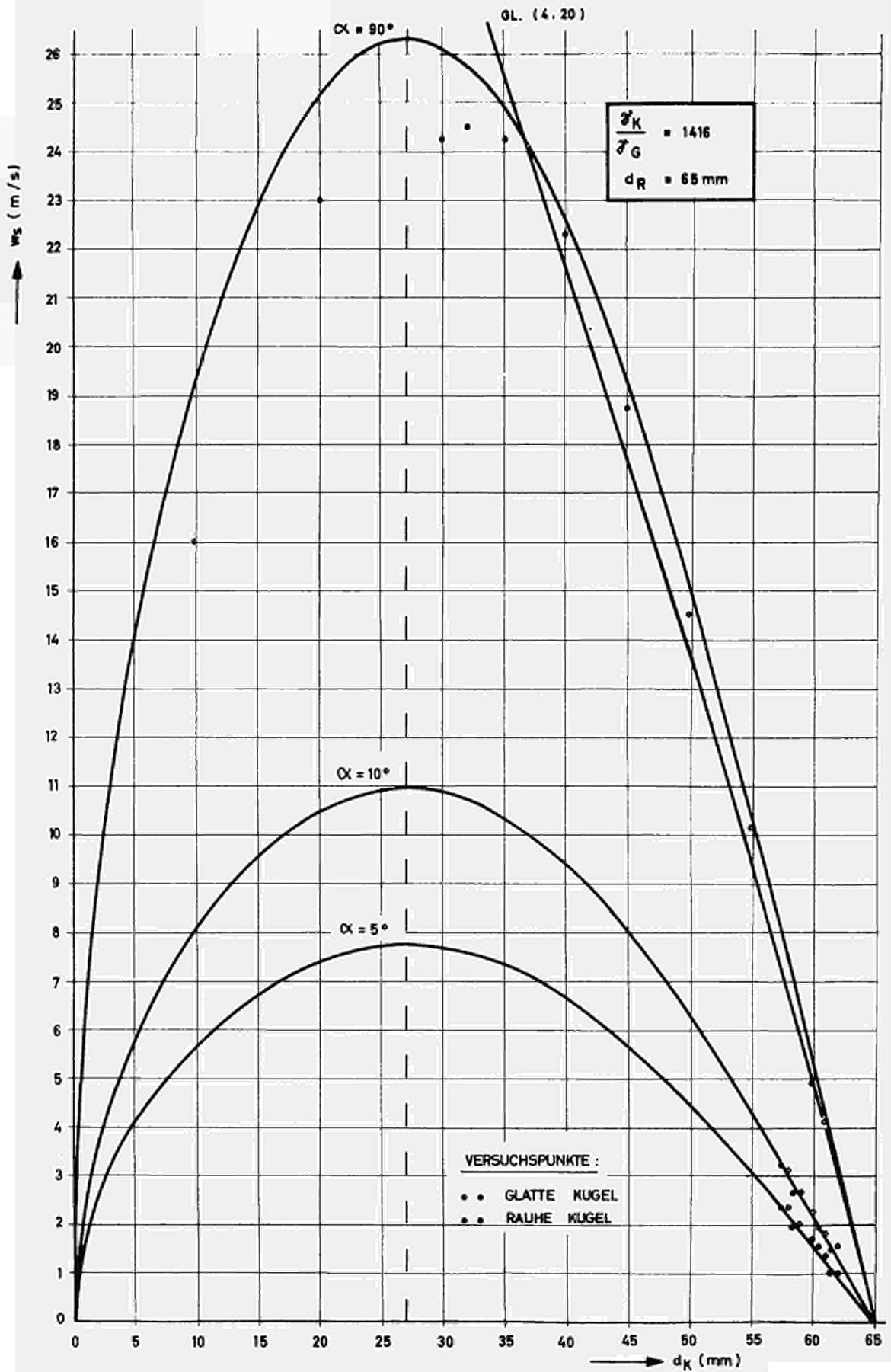


ABB. 6: SCHWEBEGESCHWINDIGKEIT $w_s = f(d_K, \alpha)$

mit der Kurve für $\alpha = 90^\circ$. Bei $d_K < 37$ mm liegt die Kurve nach Gl. (4.20) oberhalb der Kurve nach Gl. (4.12) für $\alpha = 90^\circ$ und verläuft von da ab nahezu parallel zu der Grenzkurve nach Gl. (4.18). Die Gl. (4.20) ist also zur Berechnung der Schwebegeschwindigkeiten, abgesehen in einem Durchmesserbereich von $d_K \approx 59$ bis 65 mm, unbrauchbar. Dieses Resultat geht auch aus Abb. 6 hervor.

In Abb. 6 sind sowohl die theoretischen Kurven als auch vorliegende Versuchsergebnisse für $\alpha = 5^\circ$, 10° und 90° eingetragen. Es liegen hauptsächlich Versuchswerte im Durchmesserbereich der Kugeln von $d_K = 58$ bis 62 mm vor; denn dieser Bereich ist für die THTR-Beschickungsanlage am interessantesten. Nur bei $\alpha = 90^\circ$ wurden Versuche mit Kugeln von $d_K = 10$ bis 61 mm durchgeführt. Man erkennt aus Abb. 6, daß die experimentell ermittelten Schwebegeschwindigkeiten bei $d_K \geq 35$ mm sehr gut mit den nach der Theorie berechneten übereinstimmen. Es kann auch kein merkbarer Unterschied zwischen den Schwebegeschwindigkeiten, die bei glatten und rauhen Kugeln gemessen wurden, festgestellt werden. Größere Abweichungen (bis 8,5 %) zwischen Theorie und Experiment bei $\alpha = 90^\circ$ treten im Bereich des Kurvenmaximums auf, und zwar liegen die Versuchspunkte immer unterhalb der theoretischen Schwebegeschwindigkeiten. Die Werte für $d_K = 10$ mm liegen sogar um 17,5 % auseinander. Dieser Bereich wurde jedoch nicht sehr eingehend untersucht, weil er für die THTR-Beschickungsanlage nicht so interessant ist.

Die Kurve nach Gl. (4.20) ist auch in Abb. 6 dargestellt, um sie im Zusammenhang mit den Versuchspunkten zu sehen. Man erkennt, daß bei den Kugeldurchmessern von $d_K > 40$ mm die experimentellen Schwebegeschwindigkeiten zwischen den Kurven nach Gl. (4.20) und Gl. (4.12), jedoch näher an die nach Gl. (4.12), liegen. Für $d_K < 40$ mm ist Gl. (4.20) völlig unbrauchbar.

Die Kurven für die Schwebegeschwindigkeiten (vgl. Abb. 5 und 6) besitzen bei einem ganz bestimmten Kugeldurchmesser ein Maximum. Zur Bestimmung der Lage dieses Maximums geht man am besten von Gl. (4.12) mit Gl. (4.13) und (4.14) aus. Das Maximum $d_{K,max}$ bzw.

D_{\max}^* ergibt sich, indem der Differentialquotient $d w_s / d d_K$ gebildet und ^{gleich} Null gesetzt wird. Nach längerer Rechnung erhält man eine kubische Gleichung für $D_{\max}^* = d_{K,\max}^2 / d_R^2$ in der Form

$$\frac{D_{\max}^* (1 + 3 D_{\max}^*)}{(1 - D_{\max}^*)^3} = \psi = 0,47 \quad (4.21)$$

Die Lösung der Gl. (4.21) beträgt

$$D_{\max}^* = 0,174 \quad \text{bzw.} \quad d_{K,\max} = 0,417 d_R \quad (4.22)$$

und die maximale Schwebegeschwindigkeit

$$w_{s,\max} = \sqrt{0,556 \frac{\gamma_K}{\gamma_G} \frac{g d_R}{\psi_{\max}^*} \sin \alpha} \quad (4.23)$$

mit $\psi_{\max}^* = 0,725$

An Hand der Bedingung von Gl. (4.22) kann man erkennen, daß die Lage des Maximums bei konstantem Rohrdurchmesser d_R unabhängig von den übrigen Einflußgrößen ist. Für den Rohrdurchmesser $d_R = 65$ mm bei der THTR-Beschickungsanlage beträgt $d_{K,\max} = 27$ mm (vgl. auch Abb. 5 und 6).

4.9. Die Froudesche Zahl

Für ein homogenes Medium sind die Ähnlichkeitsbedingungen allgemein bekannt, die eingehalten werden müssen, wenn man von einem Strömungsvorgang auf den anderen schließen will. Bei dem Fall, daß sich in dem strömenden Medium ein Fördergut mitbewegt, muß eine zusätzliche Ähnlichkeitsbedingung erfüllt sein [27]:

$$\frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Schwerkraft}} \sim \frac{w^2}{g d} = Fr = \text{konst.} \quad (4.24)$$

Allgemein bedeuten in der Beziehung für die Froudesche Zahl Fr nach Gl. (4.24) w eine charakteristische Geschwindigkeit und d eine charakteristische Länge. In [27] und auch in [91] S. 303 sowie [109] S. 286 ist als Froudesche Zahl die Wurzel aus dem

obigen Ausdruck gewählt worden. Es gibt jedoch auch Literatur, in der die Froudesche Zahl nach Gl. (4.24) verwendet wird (z.B. [108] S. 59 und [37]). Auch hier soll Gl. (4.24) benutzt werden, weil sich dann die Schwebegeschwindigkeit w_s aus Gl. (4.12) mit nur linearer Abhängigkeit der Einflußgrößen dimensionslos darstellen läßt:

$$Fr = \frac{w_s^2}{g d_K} = \frac{4}{3} \frac{\delta_K}{\delta_G} \frac{\sin \alpha}{\psi^*} \quad (4.25)$$

Die Gl. (4.25) ist in der Form $Fr = f(d_K/d_R)$ mit dem Parameter $\delta_K/\delta_G = 1416$ für $\alpha = 0^\circ$ bis 90° in Abb. 7 graphisch wiedergegeben. Für $d_K/d_R = 0$ hat die Froudesche Zahl einen festen Wert, der mit zunehmendem Neigungswinkel α größer wird und bei einem senkrechten Rohr ($\alpha = 90^\circ$) am größten ist. Mit wachsendem Durchmesser Verhältnis d_K/d_R nimmt die Froudesche Zahl ab, bis sie bei $d_K/d_R = 1$ für alle Winkel α den Wert $Fr = 0$ erreicht.

Barth hat in seiner Arbeit [59] für den Förderungswirkungsgrad, definiert als Verhältnis von theoretischer Hubleistung zu aufgewandter Gebläseleistung, bei der vertikalen pneumatischen Förderung festgestellt, daß er mit kleiner werdender Froudescher Zahl ansteigt. Das bedeutet, wenn man sich Abb. 7 betrachtet, daß der beste Förderungswirkungsgrad bei der THTR-Beschickungsanlage bei Durchmesser Verhältnissen von $d_K/d_R \rightarrow 1$ erreicht wird; d.h. bei $d_K = 62$ mm ist er besser als bei $d_K = 58$ mm.

Wie sich aus der 1. Ableitung $d Fr/d(d_K/d_R)$ ergibt, haben die Kurven in Abb. 7 bei $d_K/d_R = 0$ und bei $d_K/d_R = 1$ eine horizontale Tangente; im ersten Fall besitzen sie ein Maximum und im zweiten ein Minimum. Wenn man die 2. Ableitung $d^2 Fr/d(d_K/d_R)^2$ bildet und Null setzt, lassen sich die Wendepunkte der Kurven bestimmen. Nach längerer Rechnung erhält man für die Abszisse des Wendepunktes $(d_K/d_R)_W$ folgende Bestimmungsgleichung:

$$\frac{D_W^{*3} + 3 D_W^*}{3 D_W^{*4} + 2 D_W^{*3} - 12 D_W^{*2} + 6 D_W^* + 1} = \psi = 0,47 \quad (4.26)$$

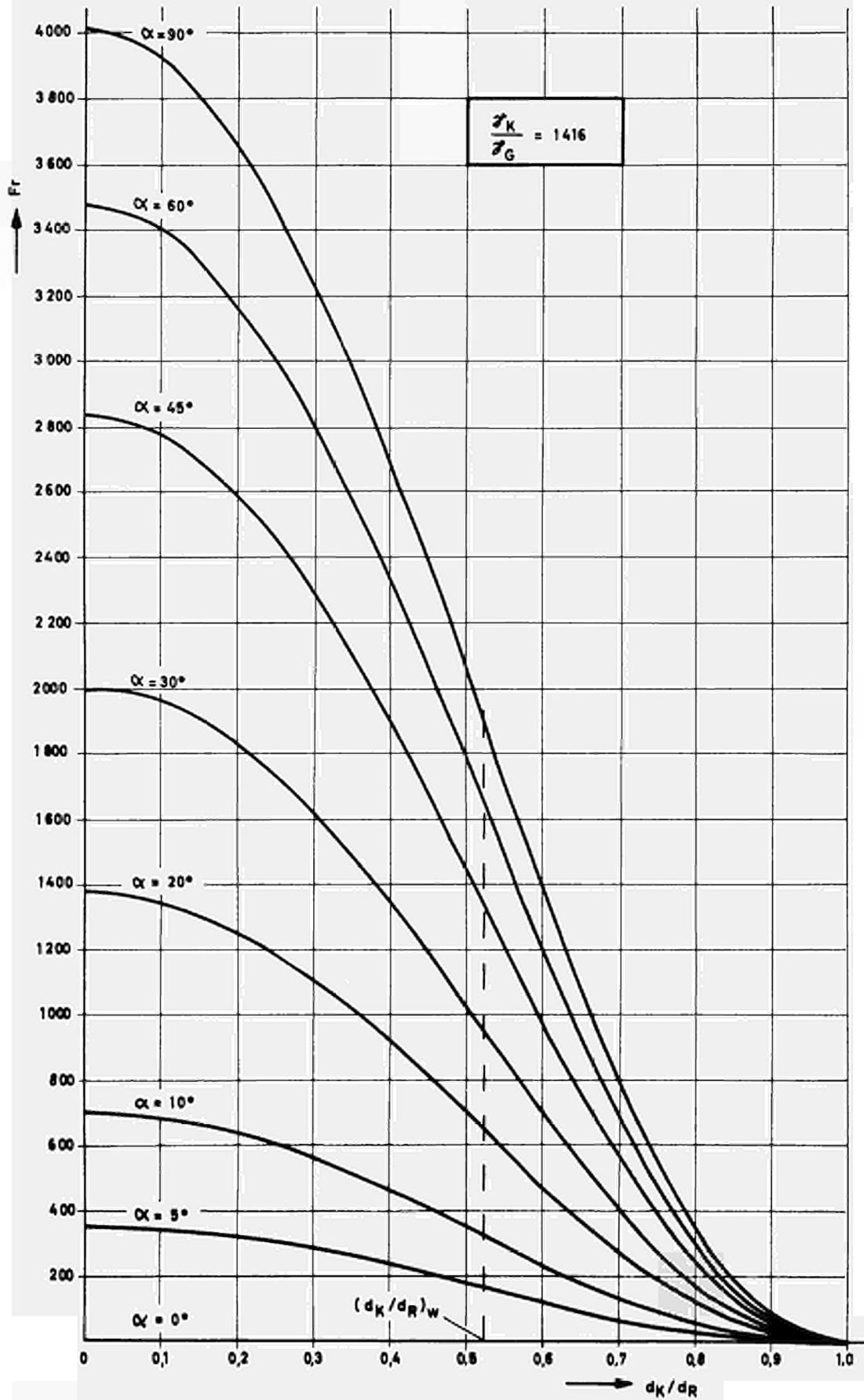


ABB. 7 : FROUDESCHES ZAHLE $Fr = f(d_K/d_R, \alpha)$

$$\text{mit } D_w^* = (d_K/d_R)_w^2$$

Die Gl. (4.26) wird nur für den Wert

$$D_w^* = 0,272 \quad \text{bzw.} \quad \left(\frac{d_K}{d_R}\right)_w = 0,525 \quad (4.27)$$

erfüllt. Für die zugehörige Froudesche Zahl gilt die Gleichung

$$Fr_w = \frac{4}{3} \frac{\gamma_K}{\gamma_G} \frac{\sin \alpha}{\psi_w^*} \quad (4.28)$$

$$\text{mit } \psi_w^* = 0,983$$

Das Durchmesser Verhältnis $(d_K/d_R)_w$ beim Wendepunkt ist unabhängig vom spezifischen Gewicht des Gases und der Kugel sowie vom Neigungswinkel, was aus der Bedingung nach Gl. (4.27) hervorgeht.

5. Das Rollen von Einzelkugeln in Rohren
=====

5.1 Bewegungsfälle für das Kugelrollen

Das Kugelrollen in einem schrägen Rohr stellt den umfassendsten und allgemeinen Fall dar; denn durch entsprechende Vereinfachungen kann man spezielle Fälle erhalten. Deshalb wird anschließend zunächst dieser allgemeine Fall behandelt.

Bei der Kugelbewegung in einem schrägen Rohr lassen sich infolge unterschiedlicher Richtungen und Geschwindigkeiten eines Gasstromes im Rohr verschiedene Konstellationen unterscheiden:

1) Gasstrom von unten nach oben

- a) Kugel rollt von oben nach unten (Gasgeschwindigkeit kleiner als die Schwebegeschwindigkeit)
- b) Kugel rollt von unten nach oben (Gasgeschwindigkeit größer als die Schwebegeschwindigkeit)

2) Gasstrom und Kugel von oben nach unten

- a) Kugelgeschwindigkeit kleiner als die Gasgeschwindigkeit
- b) Kugelgeschwindigkeit größer als die Gasgeschwindigkeit

Alle diese vier Bewegungsfälle für rollende Kugeln im Rohr kommen in der THTR-Beschickungsanlage vor. Der Fall 1a) trifft zu in der Rohrleitung vom Gutkugelabzug am Schrottabscheider durch den Meßreaktor bis zum Einströmteil im Förderblock (vgl. Kap. 3.3.2.). In dieser Strecke muß die Gasgeschwindigkeit, sofern eine durch die Drucksperrre auftreten kann, kleiner sein als die Schwebegeschwindigkeit, weil sonst die Kugeln nicht in der gewünschten Richtung rollen würden. In den Förderstrecken gibt es, von der Rohrverlegung bedingt, auch schräg angeordnete Rohrleitungen. Hier muß die Fördergasgeschwindigkeit größer als die Schwebegeschwindigkeit sein, um die Kugeln fördern zu können, d.h. der Fall 1b) trifft zu. Vom Bewegungsvorgang her gesehen, gehören der Fall 2a) und 2b) zusammen. Diese beiden Fälle treten in der Beschickungsanlage oberhalb der Coredecke auf; denn dort sind die

Förderrohre zum Core hin bis zu den Ansaugstücken nach unten geneigt. Da das Fördergas erst an den Ansaugstücken abgezogen wird, bewegen sich sowohl der Gasstrom als auch die Kugeln von oben nach unten.

Das Fördern und Bremsen von Kugeln in senkrechten Rohren wird als Spezialfall in Kap. 6.1. betrachtet.

Zur theoretischen Behandlung ergeben sich entsprechend der vier oben angegebenen Fälle unterschiedliche Wirkrichtungen der Widerstandskraft und unterschiedliche Relativgeschwindigkeiten zwischen der rollenden Kugel und dem strömenden Gas.

Die Widerstandskraft kann entweder von unten nach oben wirken (Fall 1a), 1b) und 2b)), was als positive Wirkrichtung gewählt werden soll, oder von oben nach unten (Fall 2a)), d.h. in negative Wirkrichtung.

Die Relativgeschwindigkeit w_{rel} zwischen Gasgeschwindigkeit w und Kugelgeschwindigkeit $v \hat{=} \dot{x}$ kann folgende Werte annehmen, wenn die Geschwindigkeitsrichtungen für den Fall 1a) und 1b) nach oben und für den Fall 2a) nach unten mit positivem Vorzeichen gewählt werden:

$$\left. \begin{array}{l} \text{im Fall 1a) beträgt} \\ \text{im Fall 1b) u. 2a) beträgt} \end{array} \right\} w_{rel} = w - \dot{x} \quad (5.1a)$$

$$\begin{array}{l} \text{im Fall 2b), bei dem die Geschwindigkeitsrichtungen nach} \\ \text{unten mit positivem Vorzeichen gewählt wird,} \\ \text{beträgt} \end{array} \quad w_{rel} = \dot{x} - (+w) = -(w - \dot{x}) \quad (5.1b)$$

Für die Widerstandskraft sind diese Relativgeschwindigkeiten zwischen Kugel und Gas maßgebend. Da die Geschwindigkeit quadratisch in die Widerstandskraft eingeht (vgl. Gl. (5.2)), kann man bei der Ableitung der Gleichungen für alle vier Bewegungsfälle nur den Betrag der Relativgeschwindigkeit

$$|w_{rel}| = w - \dot{x} \quad (5.1)$$

einsetzen.

Nachfolgend brauchen also nur noch zwei Fälle betrachtet zu werden und zwar der eine Fall mit positiver und der andere Fall mit negativer Widerstandskraft.

5.2. Aufstellen der theoretischen Bewegungsgleichungen für den Fall mit positiver Widerstandskraft

5.2.1. Ableitung der Differentialgleichung

Zur Ableitung der Differentialgleichung für die Kugelbewegung wird der Schwerpunktsatz mit den in Abb. 8 angegebenen Kräften zu Hilfe genommen. Die Abb. 8 gibt den Fall 1a) vom Kap. 5.1. wieder.

Es hat sich als günstig erwiesen, eine Widerstandskraft W' einzuführen, die gegenüber der freien Anströmung einer Kugel die Rohrnähe schon berücksichtigt. Auf diese Weise wird der Ansatz von Druckkräften und Impulsänderungen gespart; denn diese sind in der Widerstandskraft W' schon enthalten, wenn sie folgendermaßen definiert wird (vgl. Gl. (4.3)):

$$W' = \psi^* F_K \frac{\rho_G}{2} w_{rel}^2 \quad (5.2)$$

mit ψ^* nach Gl. (4.13) und (4.14).

Setzt man den Schwerpunktsatz in x-Richtung an mit den Annahmen

- 1) völlige Rundheit der Kugel,
- 2) geradlinige Kugelbewegung,
- 3) keine Stoßbeanspruchung der Kugel an der Rohrwand,
- 4) Rollwiderstand (durch eine flächenhafte Berührung zwischen Kugel und Rohr) vernachlässigbar,
- 5) Auftriebskräfte vernachlässigbar,
- 6) kein Gleiten der Kugel,

so ergibt sich die Gleichung

$$- m_K \ddot{x} = G_K \sin \alpha - R - W' \quad (5.3)$$

Darin bedeutet:

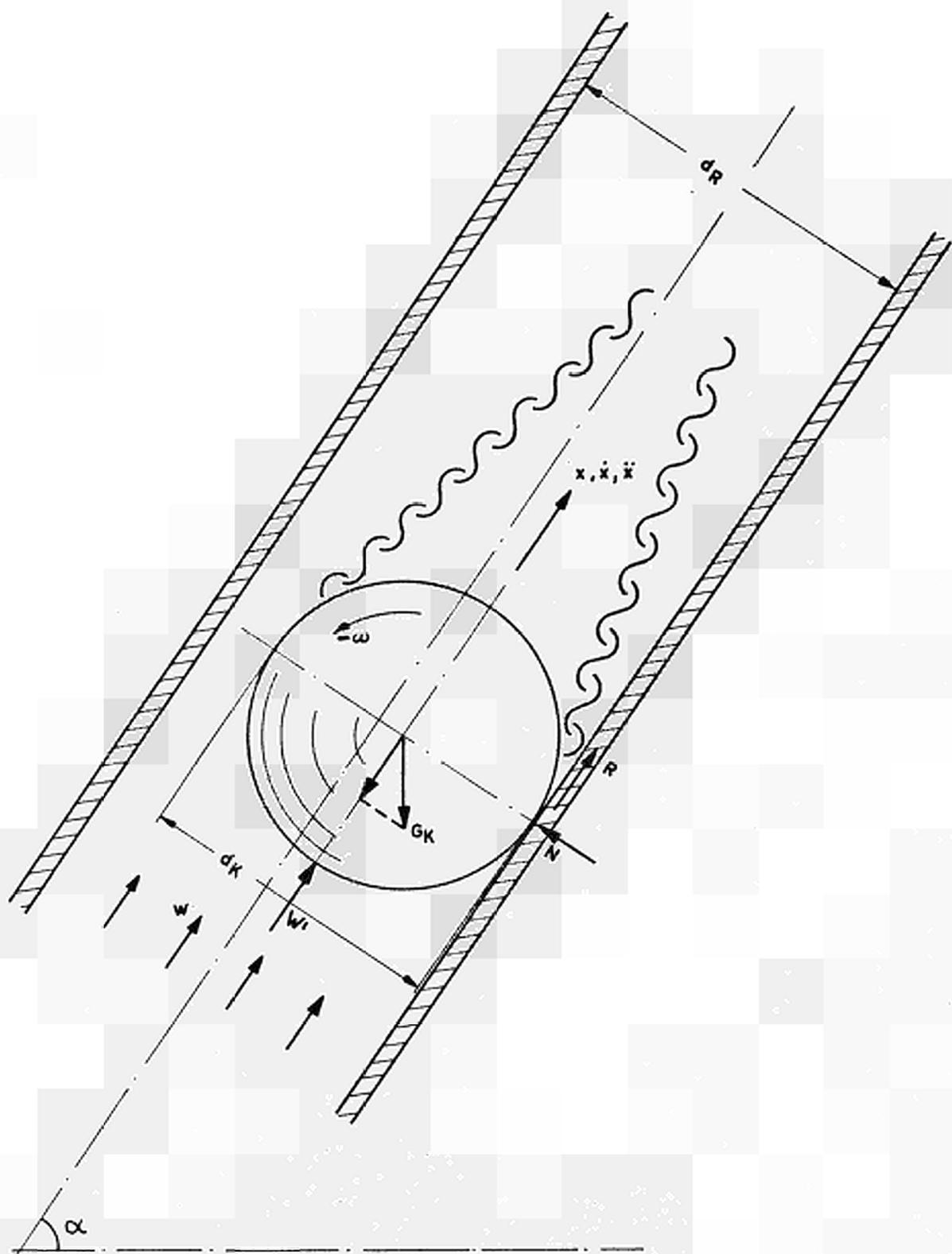


ABB. 8 : KRÄFTE AN EINER ROLLENDEN KUGEL

$$m_K = G_K/g = \text{Kugelmasse} \quad (5.4)$$

\ddot{x} = Kugelbeschleunigung,

R = Haftreibungskraft.

Das Rollen der Kugel wird durch den Drehimpulssatz beschrieben:

$$R \cdot d_K/2 = - \Theta \dot{\omega} \quad (5.5)$$

mit Θ = Trägheitsmoment der Kugel (bezogen auf die durch den Schwerpunkt gehende Symmetrieachse)

$\dot{\omega}$ = Winkelbeschleunigung

Mit der Bedingung für das reine Rollen (vgl. obige Annahme 6)

$$\dot{x} = \dot{\omega} d_K/2 \quad (5.6)$$

folgt aus Gl. (5.5) für die Reibungskraft

$$R = - \frac{\Theta \ddot{x}}{(d_K/2)^2} \quad (5.7)$$

Für das Trägheitsmoment Θ einer Kugel gilt die Gleichung

$$\Theta = \alpha m_K (d_K/2)^2 \quad (5.8)$$

Darin ist für den Faktor α ein Zahlenwert einzusetzen, der von der Körperform und vom Körperaufbau abhängt. Er wird für inhomogene und homogene Kugeln im Anhang (vgl. Kap. 8) angegeben.

Aus Gl. (5.3) erhält man mit Gl. (4.2), (4.10) und (4.11) sowie mit Gl. (5.1), (5.2), (5.4), (5.7) und (5.8) die Beziehung

$$\ddot{x} = \frac{g \sin \alpha}{1 + \alpha} \left(\frac{3}{4} \frac{\gamma_G}{\gamma_K} \frac{\gamma^*}{g d_K} \frac{(w - \dot{x})^2}{\sin \alpha} - 1 \right) \quad (5.9)$$

Mit dem Ausdruck für die Schwebegeschwindigkeit w_s nach Gl. (4.12) ergibt sich aus Gl. (5.9) die gesuchte Differentialgleichung für die Kugelbewegung; in der Schreibweise

$$\ddot{x} = \frac{dv(t)}{dt} \quad \text{und} \quad \dot{x} = v(t)$$

lautet sie

$$\frac{dv(t)}{dt} = - \frac{g \sin \alpha}{1 + \alpha} \left(1 - \frac{(w - v(t))^2}{w_s^2} \right) \quad (5.10)$$

Für den Fall 2b) vom Kap. 5.1. ergibt sich ebenfalls die Differentialgleichung nach Gl. (5.10).

Die Differentialgleichung für den Fall 1b) vom Kap. 5.1. entspricht in ihrem Aufbau auch der Gl. (5.10), jedoch steht entsprechend der entgegengesetzten Kugelrollrichtung ein positives Vorzeichen auf der rechten Gleichungsseite. Da das Vorzeichen für den Lösungsgang unwichtig ist, kann er nachfolgend für alle genannten Fälle (1a), 1b) und 2b)) gemeinsam angegeben werden.

5.2.2. Lösungen der Differentialgleichung, Kugelendgeschwindigkeit

Die Differentialgleichung nach Gl. (5.10) läßt sich nach Trennung der Veränderlichen

$$dt = \frac{(1+\chi)w_s^2}{g \sin \alpha} \cdot \frac{dv(t)}{(w-v(t))^2 - w_s^2} \quad (5.11)$$

und nach Integration lösen:

$$t = \frac{(1+\chi)w_s}{g \sin \alpha} \cdot \text{Ouv } \int \frac{w-v(t)}{w_s} + C \quad (5.12)$$

Die Integrationskonstante C erhält man für die Fälle 1a) und 1b) vom Kap. 5.1. aus der Anfangsbedingung: zur Zeit $t = 0$ ist $v = v_0$. Aus Gl. (5.12) wird somit

$$t = \frac{(1+\chi)w_s}{g \sin \alpha} \left(\text{Ouv } \int \frac{w-v(t)}{w_s} - \text{Ouv } \int \frac{w-v_0}{w_s} \right) \quad (5.13)$$

Für den Fall 2b) wird die Integrationskonstante in Kap. 5.4. gesondert berechnet.

Durch entsprechende Umstellung von Gl. (5.13) ergeben sich die zeitabhängigen Kugelgeschwindigkeiten:

$$v(t) = w - w_s \frac{\frac{w-v_0}{w_s} + \frac{g \sin \alpha}{(1+x)w_s} t}{1 + \frac{w-v_0}{w_s} \cdot \frac{g \sin \alpha}{(1+x)w_s} t} \quad (5.14)$$

Aus Gl. (5.14) folgt für $t = 0$ die Anfangsgeschwindigkeit der Kugel $v = v_0$ und für $t \rightarrow \infty$ eine Kugelgeschwindigkeit, die als Kugelendgeschwindigkeit v_e bezeichnet werden soll. Es gilt:

$$v(t \rightarrow \infty) = v_e = w - w_s \quad (5.15)$$

Die Endgeschwindigkeit der Kugel ergibt sich also als Differenz zwischen Gas- und Schwebegeschwindigkeit und wird theoretisch erst nach unendlich langer Zeit erreicht. Durch erneute Integration der Gl. (5.14) wird mit dem Ansatz

$$v(t) = ds(t)/dt \quad (5.16)$$

und mit der Anfangsbedingung $s(t=0) = 0$ nach längerer Rechnung die von der Kugel zurückgelegte Rollstrecke $s(t)$ gewonnen:

$$s(t) = w \cdot t - \frac{(1+x)w_s^2}{g \sin \alpha} \ln \left[\frac{w-v_0}{w_s} + \frac{g \sin \alpha}{(1+x)w_s} t + \frac{w-v_0}{w_s} \cdot \frac{g \sin \alpha}{(1+x)w_s} t \right] \quad (5.17)$$

Die Gl. (5.14) und (5.17), die gemeinsam als Bewegungsgleichungen bezeichnet werden sollen, weil sie die Kugelbewegung beschreiben, gelten sowohl für den Fall 1a) als auch für den Fall 1b) von Kap. 5.1.; denn das richtige Vorzeichen ergibt sich je nach der Größe der Gasgeschwindigkeit von selbst. An Hand von Gl. (5.15) läßt sich das leicht erkennen. Für den Fall, daß die Gasgeschwindigkeit w kleiner als die Schwebegeschwindigkeit w_s ist, erhält man die Endgeschwindigkeit v_e mit einem negativen Vorzeichen, d.h. die Kugel rollt im schrägen Rohr nach unten. Ist jedoch $w = w_s$, so hat die Kugelendgeschwindigkeit den Wert Null, d.h. die Kugel bleibt liegen. Strömt das Gas dagegen schneller als mit Schwebegeschwindigkeit, so wird die Endgeschwindigkeit v_e positiv, d.h. die Kugel rollt nach oben.

5.2.3. Rollzeit und Rollweg für 99 % der Kugelendgeschwindigkeit

Da die Kugelendgeschwindigkeit theoretisch nach unendlich langer Rollzeit und dementsprechend auch nach unendlich langem Rollweg erreicht wird, soll nachfolgend die Rollzeit und der Rollweg bestimmt werden, wenn die Kugeln erst 99 % der Kugelendgeschwindigkeit angenommen haben. In der Praxis sind beim Kugelrollproblem sowieso 1 % Abweichung in der Geschwindigkeit unwesentlich. Hier ist diese Abweichung insofern interessant, weil sich damit eine Möglichkeit ergibt, endliche Rollzeiten und Rollwege zu erhalten.

Aus Gl. (5.13) läßt sich die Rollzeit t_{99} ermitteln, bei der 99 % der Kugelendgeschwindigkeit erreicht ist. Mit der Bedingung

$$v(t) = 0,99 v_e \quad (5.18)$$

bekommt man aus Gl. (5.13) mit Gl. (5.15) den Ausdruck

$$t_{99} = \frac{(1+\chi)w_s}{g \sin \alpha} \left(\text{Ours} \frac{0,01 \cdot w + 0,99 \cdot w_s}{w_s} - \text{Ours} \frac{w-v_o}{w_s} \right) \quad (5.19)$$

Den entsprechenden Kugelrollweg s_{99} , nach dem die Kugel 99 % der Endgeschwindigkeit erreicht, erhält man, wenn Gl. (5.19) in Gl. (5.17) eingesetzt wird. Da der sich ergebende Ausdruck ziemlich unübersichtlich ist, sollen zur Vereinfachung die Bedingungen

$$w = 0 \quad (5.20)$$

$$\text{und } v_o = 0 \quad (5.21)$$

d.h. keine Gasgeschwindigkeit und keine Kugelanfangsgeschwindigkeit, in die Gl. (5.19) und (5.17) eingeführt werden. Aus Gl. (5.19) ergibt sich mit Gl. (5.20) und (5.21) die Rollzeit zu

$$t_{99} = \frac{(1+\chi)w_s}{g \sin \alpha} \cdot \ln \sqrt{199} \approx 2,65 \frac{(1+\chi)w_s}{g \sin \alpha} \quad (5.22)$$

Setzt man nun Gl. (5.22) mit Gl. (5.20) und (5.21) in Gl. (5.17) ein, so wird

$$s_{99} = - \frac{(1+\chi)w_s^2}{g \sin \alpha} \ln \frac{1}{\ln \sqrt{199}} \approx -1,96 \frac{(1+\chi)w_s^2}{g \sin \alpha} \quad (5.23)$$

Mit Gl. (4.15) folgt weiterhin

$$s_{99} \approx 1,96 \frac{(1+\chi)}{g} w_{s,90}^2 \quad (5.24)$$

d.h. der Rollweg s_{99} ist unabhängig vom Neigungswinkel α des Rohres.

5.3. Aufstellen der theoretischen Bewegungsgleichungen für den Fall mit negativer Widerstandskraft

5.3.1. Ableitung der Differentialgleichung

Die Kräfteverhältnisse für den zu betrachtenden Fall, daß die Bewegungsrichtungen von Gas und Kugel von oben nach unten verlaufen und die Kugelgeschwindigkeit kleiner als die Gasgeschwindigkeit ist (Fall 2a) von Kap. 5.1.), sind aus Abb. 9 zu ersehen. Mit denselben Annahmen wie von Kap. 5.2.1. erhält man aus dem Schwerpunktsatz in x-Richtung folgende Gleichung:

$$m_K \ddot{x} = G_K \sin \alpha - R + W' \quad (5.25)$$

Die gesuchte Differentialgleichung ergibt sich aus Gl. (5.25) unter Zuhilfenahme derselben Gleichungen wie in Kap. 5.2.1.; sie lautet in der dort angegebenen Schreibweise:

$$\frac{dv(t)}{dt} = \frac{g \sin \alpha}{1 + \chi} \left(1 + \frac{(w-v(t))^2}{w_s^2} \right) \quad (5.26)$$

5.3.2. Lösungen der Differentialgleichung

Die Differentialgleichung nach Gl. (5.26) läßt sich wie Gl. (5.10) im Kap. 5.2.2. nach Trennung der Veränderlichen und anschließender Integration lösen. Mit der Anfangsbedingung, daß zur Zeit $t = 0$ die Kugelgeschwindigkeit $v = v_0$ sein soll, bekommt man als Ergebnis

$$t = \frac{(1+\chi)w_s}{g \sin \alpha} \left(\operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{w-v_0}{w_s} - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{w-v(t)}{w_s} \right) \quad (5.27)$$

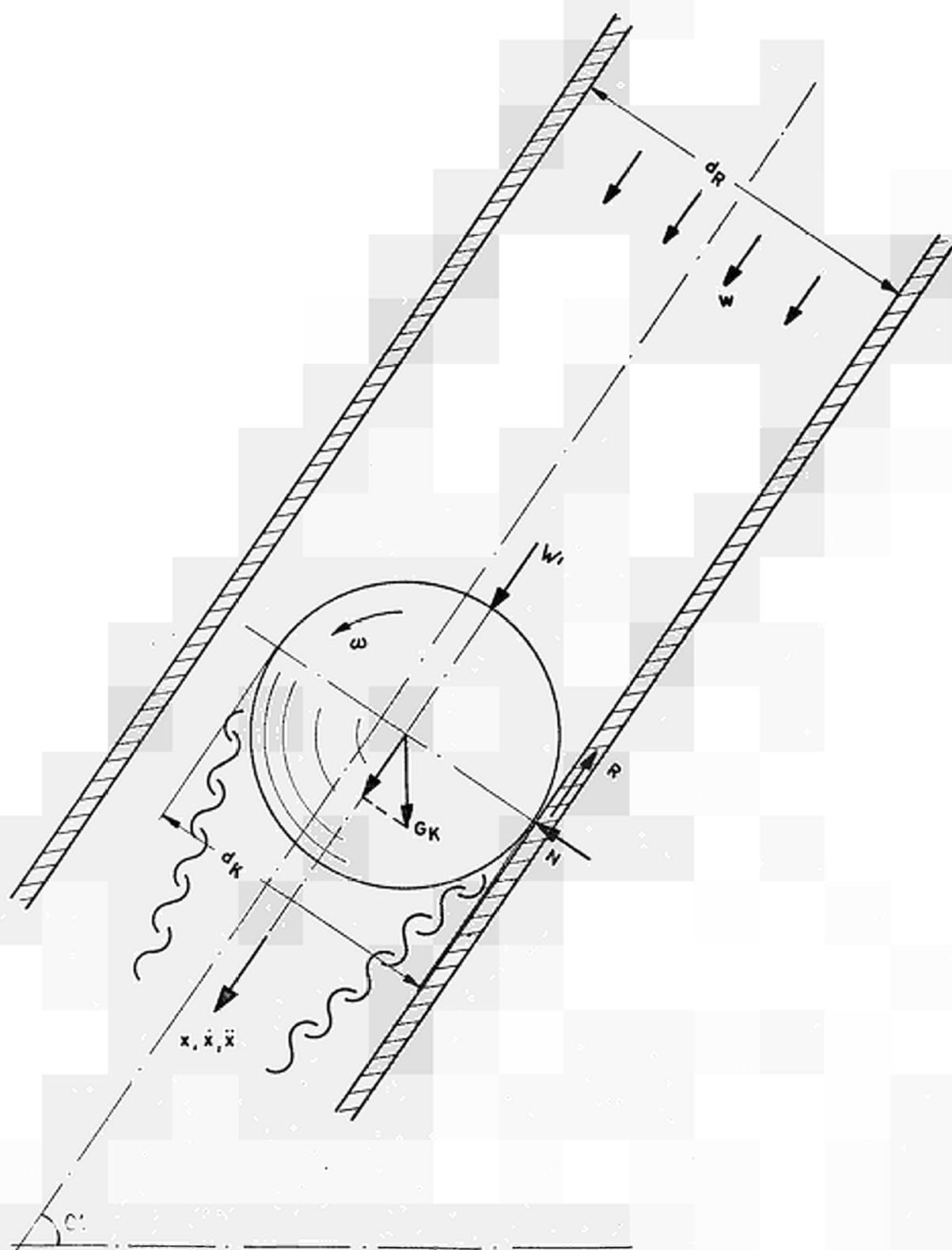


ABB. 9 : KRÄFTE AN EINER ROLLENDEN KUGEL

Wird die Gl. (5.27) nach der Kugelgeschwindigkeit aufgelöst, so ergibt sich

$$v(t) = w - w_s \frac{\frac{w-v_0}{w_s} - \operatorname{tg} \frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)w_s} t}{1 + \frac{w-v_0}{w_s} \cdot \operatorname{tg} \frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)w_s} t} \quad (5.28)$$

Zur Anfangsbedingung ist noch folgendes anzumerken. Da die in den Kap. 5.3.1. und 5.3.2. abgeleiteten Gleichungen nur für den Fall 2a) von Kap. 5.1. gelten, muß auch die Anfangsgeschwindigkeit der Kugel der Bedingung für diesen Fall genügen. Außerdem kann eine Kugel am Anfang der Bewegung von selbst nur nach unten rollen, d.h. in positiver Richtung. Es gilt also $v_0 \leq w$.

Aus Gl. (5.28) gewinnt man durch weitere Integration den Kugelrollweg $s(t)$, der mit dem Ansatz nach Gl. (5.16) und mit der Anfangsbedingung $s(t=0) = 0$ lautet:

$$s(t) = w \cdot t - \frac{(1+\chi)w_s^2}{g \sin \alpha} \ln \left[\cos \frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)w_s} t + \frac{w-v_0}{w_s} \sin \frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)w_s} t \right] \quad (5.29)$$

Die Bewegungsgleichungen nach Gl. (5.28) und (5.29) gelten vereinbarungsgemäß nur so lange, wie die Widerstandskraft W' in Gasströmungsrichtung wirkt (vgl. Abb. 9); das ist der Fall, wenn die Bedingung

$$v \leq w \quad (5.30)$$

eingehalten wird. Eine entsprechende Bedingung für die Rollzeit t läßt sich mit Gl. (5.30) aus Gl. (5.27) ermitteln:

$$t \leq \frac{(1+\chi)w_s}{g \sin \alpha} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{w-v_0}{w_s} \quad (5.31)$$

Für den Kugelrollweg $s(t)$ erhält man durch Einsetzen von Gl. (5.31) in Gl. (5.29) die Bedingung

$$s \leq w \frac{(1+\chi)w_s}{g \sin \alpha} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{w-v_0}{w_s} - \frac{(1+\chi)w_s^2}{g \sin \alpha} \ln \sqrt{1 + \left(\frac{w-v_0}{w_s}\right)^2} \quad (5.32)$$

5.4. Weitere Lösungen der Differentialgleichung für den Fall mit positiver Widerstandskraft

Jetzt soll der Fall 2b) vom Kap. 5.1. behandelt werden. Dort wurde schon vereinbart, daß die Bewegungsrichtungen nach unten mit positivem Vorzeichen angenommen werden; das ist im folgenden zu berücksichtigen. Man kann ausgehen von der Teillösung nach Gl. (5.12), für die die Integrationskonstanten C für den vorliegenden Fall zu berechnen ist. Zwei verschiedene Anfangsbedingungen sind denkbar.

5.4.1. Erste Anfangsbedingung

Bei der Fortsetzung der Bewegung vom Fall 2a), bei dem jetzt $v_o = v_{o,I} \leq w$ gesetzt werden soll, kann die oben angegebene Grenzbedingung (vgl. Gl. (5.30)) als neue Anfangsbedingung angesehen werden:

$$v_{o,II} = w \quad \text{zur Zeit}$$

$$t = t_o = \frac{(1+\chi)w_s}{g \sin \alpha} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{w-v_{o,I}}{w_s} \quad (\text{vgl. Gl. (5.31)})$$

und nach dem Rollweg

$$s = s_o = w \frac{(1+\chi)w_s}{g \sin \alpha} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{w-v_{o,I}}{w_s} - \frac{(1+\chi)w_s^2}{g \sin \alpha} \ln \sqrt{1 + \left(\frac{w-v_{o,I}}{w_s}\right)^2} \quad (\text{vgl. Gl. (5.32)})$$

Mit dieser Anfangsbedingung ergibt sich aus Gl. (5.12) unter Berücksichtigung des geänderten Vorzeichens in der Bewegungsrichtung die Integrationskonstante zu

$$C = \frac{(1+\chi)w_s}{g \sin \alpha} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{w-v_{o,I}}{w_s} \quad (5.33)$$

Löst man die Gl. (5.12) mit geändertem Vorzeichen und die Gl. (5.33) nach der Kugelgeschwindigkeit auf, so erhält man

$$v(t) = w + w_s \cdot \operatorname{tg} \left(\frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)w_s} t - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{w-v_{o,I}}{w_s} \right) \quad (5.34)$$

Mit dem Ansatz nach Gl. (5.16) und der obigen Anfangsbedingung bekommt man durch weitere Integration den Kugelrollweg:

$$s(t) = w \cdot t + \frac{(1+\chi)w_s^2}{g \sin \alpha} \ln \frac{\text{to} \left(\frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)w_s} \cdot t - \text{arc tg} \frac{w-v_{0,I}}{w_s} \right)}{\sqrt{1 + \left(\frac{w-v_{0,I}}{w_s} \right)^2}} \quad (5.35)$$

5.4.2. Zweite Anfangsbedingung

Mit der zweiten Anfangsbedingung

$$v_{0,II} \geq w \quad \text{zur Zeit } t = 0 \quad \text{und beim} \\ \text{Rollweg } s = 0$$

folgt aus Gl. (5.12) unter Berücksichtigung des geänderten Vorzeichens in der Bewegungsrichtung für die Integrationskonstante:

$$C = - \frac{(1+\chi)w_s}{g \sin \alpha} \text{arc tg} \frac{v_{0,II}-w}{w_s} \quad (5.36)$$

Damit läßt sich die Kugelgeschwindigkeit ermitteln:

$$v(t) = w + w_s \cdot \frac{\frac{v_{0,II}-w}{w_s} + \text{to} \frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)w_s} t}{1 + \frac{v_{0,II}-w}{w_s} \cdot \text{to} \frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)w_s} t} \quad (5.37)$$

Daraus ergibt sich mit dem Ansatz nach Gl. (5.16) und der zweiten Anfangsbedingung $s(t=0) = 0$ durch erneute Integration der Kugelrollweg

$$s(t) = w \cdot t + \frac{(1+\chi)w_s^2}{g \sin \alpha} \ln \left[\text{to} \frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)w_s} t + \frac{v_{0,II}-w}{w_s} \text{sin} \frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)w_s} t \right] \quad (5.38)$$

5.4.3. Kugelendgeschwindigkeit

Die Kugelendgeschwindigkeit v_e erhält man für $t \rightarrow \infty$ sowohl aus Gl. (5.34) als auch aus Gl. (5.37); denn sie ist unabhängig von der Anfangsbedingung. Es gilt:

$$v(t \rightarrow \infty) = v_e = w + w_s \quad (5.39)$$

Die Kugel nimmt also eine Endgeschwindigkeit an, die sich als Summe von Gas- und Schwebegeschwindigkeit ergibt und erst nach theoretisch unendlich langer Zeit erreicht wird. Die praktisch interessanten Rollzeiten t_{99} und Rollwege s_{99} , bei denen 99 % der Endgeschwindigkeit erreicht sind, erhält man ebenso wie in Kap. 5.2.3., indem man die Bedingung nach Gl. (5.18) in die Gl. (5.12) mit Gl. (5.33) bzw. (5.36) einsetzt und die erhaltenen t_{99} ihrerseits wieder in Gl. (5.35) bzw. (5.38) einsetzt. Für die vereinfachenden Annahmen nach Gl. (5.20) und (5.21) ergeben sich für den vorliegenden Fall ebenfalls dieselben Gleichungen wie in Kap. 5.2.3. nach Gl. (5.22) bis (5.24).

In einem ruhenden Medium, bei dem $w = 0$ ist, nimmt die Kugelendgeschwindigkeit den Wert der Schwebegeschwindigkeit an, was man sowohl aus Gl. (5.39) als auch aus Gl. (5.15) erhält. Die Kugelendgeschwindigkeit entspricht in diesem Fall der in Kap. 4.2. erwähnten Sinkgeschwindigkeit. Sie wird theoretisch erst nach unendlich langer Zeit erreicht, praktisch jedoch schon nach einer endlichen, relativ kurzen Zeit (vgl. Kap. 5.6. und 6.1.2.).

5.5. Versuchsaufbau und -durchführung für das Kugelrollen

Für die Kugelrollversuche wurde ein Hydraulikrohr (Rauhigkeit der Innenoberfläche unter $10 \mu\text{m}$) mit einem Innendurchmesser von 65 mm und einer Länge von ca. 12 m so angeordnet, daß eine Neigung von 5° und 10° eingestellt werden konnte. Da nicht nur Versuche unter Luft bei Atmosphärendruck durchgeführt werden sollten, befand sich am oberen Ende des Rohres eine Einschleusstrecke, die an beiden Enden mit je einem Ventil abgeschlossen war. Unterhalb schloß

sich an die Einschleusstrecke ein Dosierer an, der von den anstehenden Kugeln bei Betätigung nur eine losrollen ließ. In dem Dosierer und im nachfolgenden Rohr wurden Lichtschranken angebracht. Die erste Lichtschranke gab bereits ein Signal ab, sobald die Kugel sich um 1 mm aus dem Dosierer herausbewegt hatte. Nach dem Dosierer betrug der Abstand zwischen den Lichtschranken 0,5 m und zum Rohrende hin nur noch 1 m.

Mit Hilfe der Lichtschranken konnten die Rollzeiten in Abhängigkeit des Rollweges gemessen werden. Die Signale, die beim Kugelrollen durch das Rohr von den Lichtschranken abgegeben wurden, ließ man von einem Schnellschreiber (Lumiscrypt) registrieren. Der Papiervorschub des Schnellschreibers konnte bis auf 2 m/s gesteigert werden, so daß auch schnell rollende Kugeln genau genug zu verfolgen waren. Aus dem Abstand der aufgezeichneten Lichtschrankensignale wurde mit der Kenntnis des Papiervorschubs die Rollzeit ermittelt. Mit den Lichtschranken war es also nicht möglich, direkt Kugelgeschwindigkeiten zu messen. Man kann sich allerdings mittlere Geschwindigkeiten aus dem Abstand der Lichtschranken und den Rollzeiten berechnen.

Die Gewichte der verwendeten Graphitkugeln wurden teilweise dadurch erhöht, daß in sie eine Stahlkugel eingeklebt wurde. Auf diese Art und Weise sollten Kugeln simuliert werden, wie sie später während des Reaktorbetriebes durch Schrumpfungen des Graphits entstehen. Während echt geschrumpfte Kugeln noch als homogen angesehen werden können, sind es die Versuchskugeln keinesfalls. Diese Tatsache ist beim Trägheitsmoment zu berücksichtigen (vgl. α in Kapitel 8.) und in den Abbildungen im nächsten Kap. 5.6. durch die Größe α angegeben.

Bei den Kugelrollversuchen, bei denen abwärts rollende Kugeln ein schwacher Gasstrom entgegenströmte, erfolgte eine Gaszugabe aus Preßluft-Flaschen. Die Preßluft wurde über ein Steuerventil und ein Mengenmeßgerät (Rotameter) in die Rohrleitung geführt. War die Bewegungsrichtung von Gas und Kugel gleich, wurde die er-

forderliche Gasströmung mit einem Gebläse erzeugt, weil die Rollversuche bei z.T. relativ hohen Strömungsgeschwindigkeiten vorgenommen wurden. Dabei wurde die Luftgeschwindigkeit mit einem Schieber eingestellt und mit einer Blende gemessen.

Die Versuche bei Atmosphärendruck und mit Gasströmungen wurden mit einem offenen Rohrende durchgeführt, so daß kein geschlossener Kreislauf notwendig war. Wurden Rollversuche ohne Gasströmung gemacht, so mußten die Rohrenden geschlossen sein, damit das von einer rollenden Kugel vor sich her geschobene Gas nicht aus dem Rohr entweichen konnte, sondern völlig um die Kugel herum strömen mußte. Ebenso waren die Rohrenden bei Versuchen mit Luft bei ca. 2,3 atü und mit Helium bei 0,2 atü geschlossen.

Allerdings wurden auch Rollversuche ohne Gasströmung mit offenen Rohrenden durchgeführt, doch gelten für diese Versuche nicht die abgeleiteten Gleichungen (vgl. Kap. 6.3.4.).

Alle Kugelrollversuche erfolgten bei Raumtemperatur.

Jeder Versuchspunkt ist als Mittelwert von fünf Messungen ermittelt worden; denn bei dem Vergleich mit dem Mittelwert aus zwanzig Messungen stellte sich heraus, daß beide Mittelwerte um weniger als 3 % voneinander abweichen.

5.6. Graphische Darstellung der Bewegungsgleichungen und Kurvendiskussion

Die Rollverhältnisse von Fall 1a) und 1b) von Kap. 5.1. lassen sich graphisch gemeinsam darstellen. Unter Beachtung der entgegengesetzten Vorzeichenfestlegung ist es auch möglich, die Gleichungen von Fall 2a) und 2b) in diesen gemeinsamen Diagrammen unterzubringen (vgl. Abb. 10 bis 15).

Um die experimentellen und theoretischen Ergebnisse gegenüberstellen zu können, sind in den Diagrammen die Gleichungen für die entsprechenden Versuchsbedingungen wiedergegeben. In den Diagrammen werden die von der Kugel zurückgelegten Rollwege s und die Kugelgeschwindigkeiten v als Funktion der Zeit t dargestellt. Die Versuchspunkte sind in den entsprechenden Diagrammen $s = f(t)$ eingetragen, weil bei den Versuchen nur die zeitliche Abhängigkeit des Kugelrollweges (mit Hilfe von Lichtschranken) gemessen wurde. Die Versuche wurden alle mit der Anfangsgeschwindigkeit $v_0 = 0$ m/s durchgeführt.

Die Abb. 10 enthält das Diagramm $s = f(t)$ und die Abb. 11 das Diagramm $v = f(t)$ für einen Neigungswinkel von $\alpha = 5^\circ$. Die Kugel-
daten betragen $d_K = 58$ mm, $G_K = 205$ p, $\chi = 0,348$; der Rohrdurchmesser hat einen Wert von $d_R = 65$ mm und die Gasdichte beträgt $\gamma_G = 1,2$ kp/m³ (Luft bei 1 at und 20°C). Die dargestellten Gasgeschwindigkeiten liegen zwischen $w = 22,76$ m/s von unten nach oben und $w = 18$ m/s von oben nach unten. Die Kurven für $w = 0$ m/s erhält man unter Berücksichtigung der Vorzeichenwahl sowohl aus Gl. (5.14) bzw. (5.17) als auch aus Gl. (5.34) bzw. (5.35) oder Gl. (5.37) bzw. (5.38). Versuchswerte liegen vor im Geschwindigkeitsbereich des Gases von $w = 0$ bis 1,89 m/s von unten nach oben.

Analoge Diagramme enthalten die Abb. 12 und 13. Bis auf den Neigungswinkel von $\alpha = 10^\circ$ und den Geschwindigkeitsbereich des Gases hat sich gegenüber den Abb. 10 und 11 nichts geändert. Es liegen jedoch Versuchsergebnisse in einem größeren Geschwindigkeitsbereich des Gases vor ($w = 11,41$ m/s von oben nach unten bis $w = 24,64$ m/s von unten nach oben).

Die Abb. 14 und 15 geben die Rollverhältnisse einer homogenen Kugel ($\chi = 0,4$) mit $d_K = 62$ mm und $G_K = 211$ p bei einer Gasdichte von $\gamma_G = 1,2$ kp/m³ und bei einem Neigungswinkel von $\alpha = 10^\circ$ wieder. Der experimentell untersuchte Geschwindigkeitsbereich des Gases reicht von $w = 29,5$ m/s von oben nach unten bis $w = 24,64$ m/s von unten nach oben.

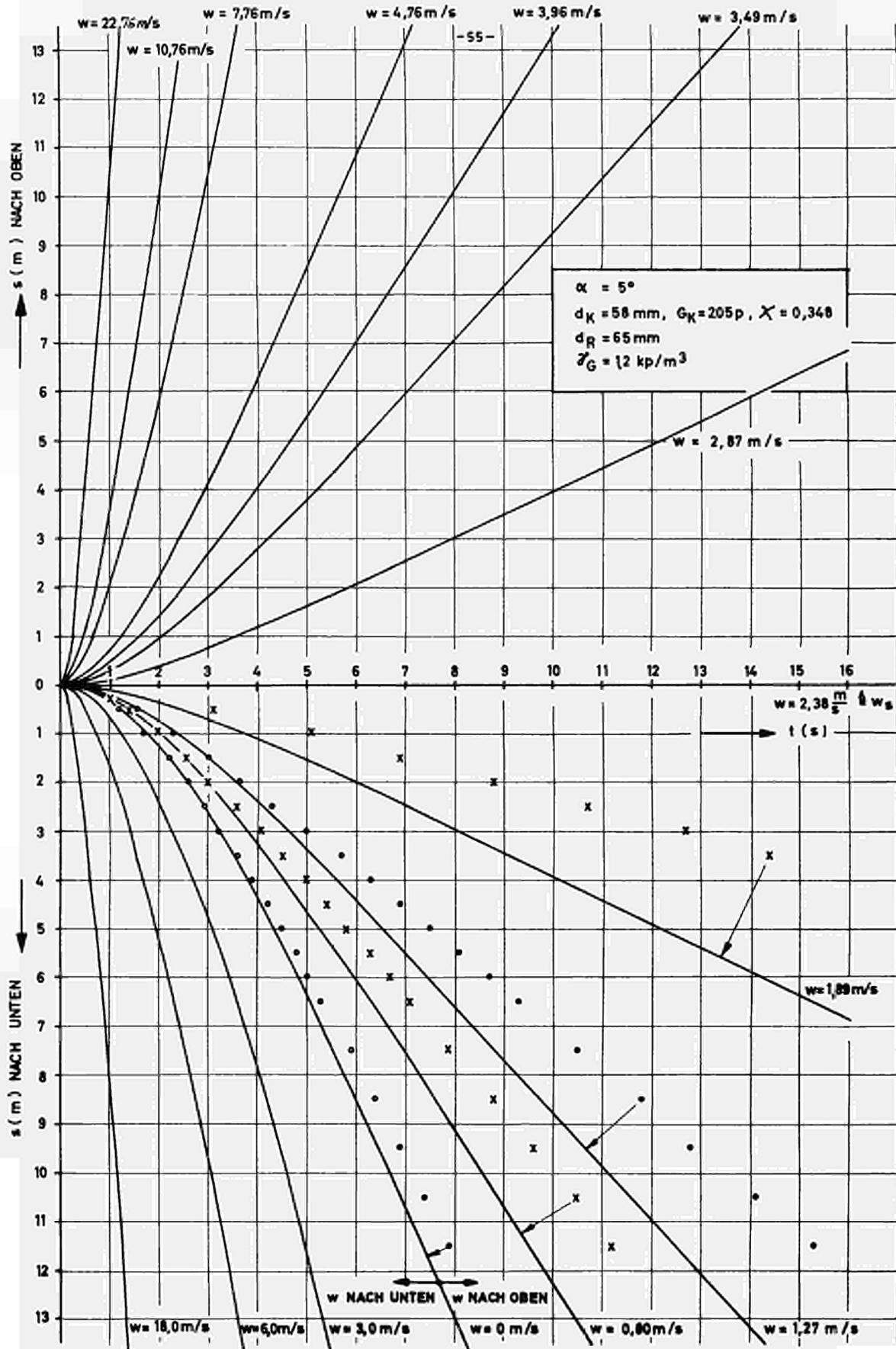


ABB.10: FUNKTION $s = f(t, w)$ BEI $\alpha = 5^\circ$ UND $d_K = 58 \text{ mm}$

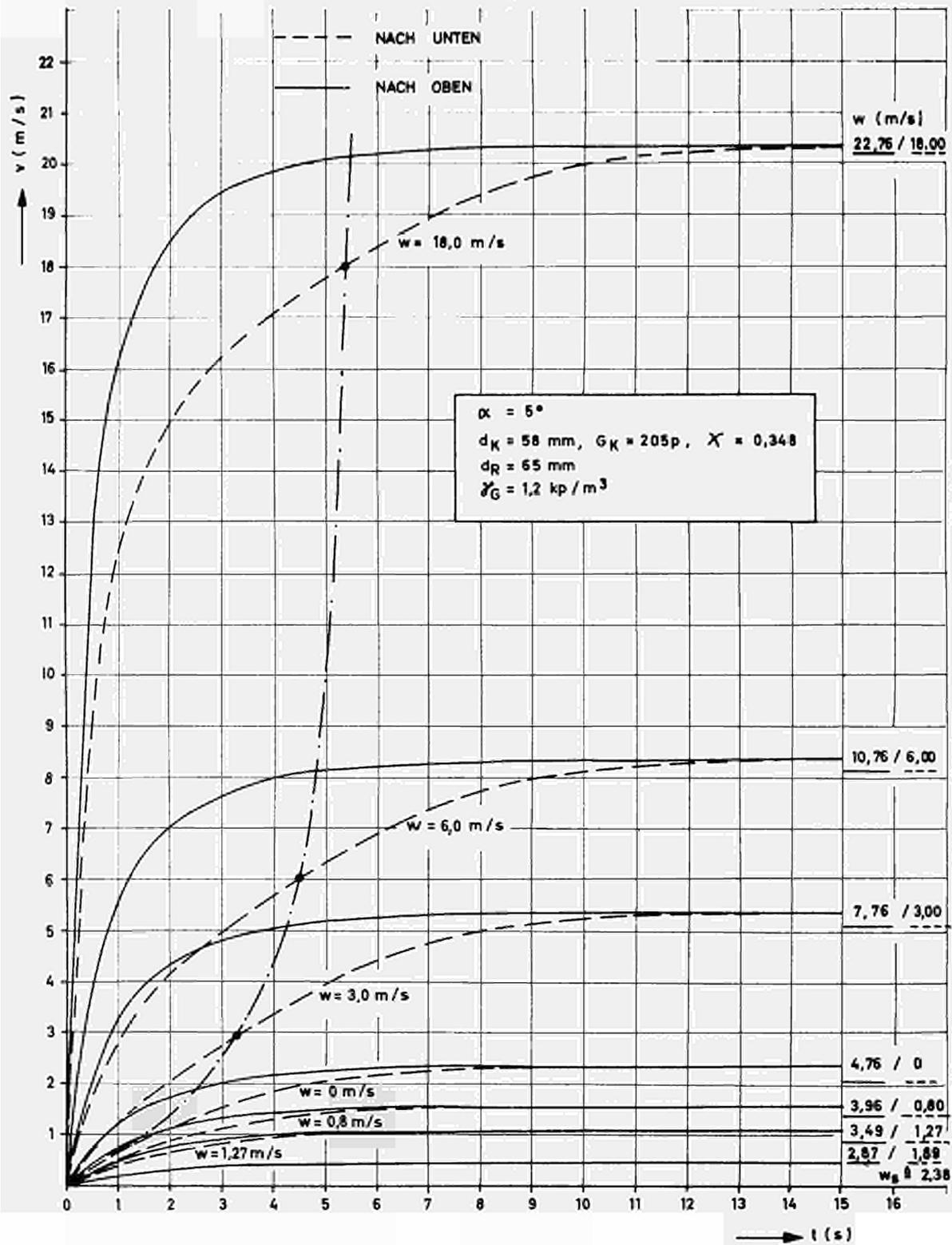


ABB. 11: FUNKTION $v = f(t, w)$ BEI $\alpha = 5^\circ$ UND $d_K = 58 \text{ mm}$

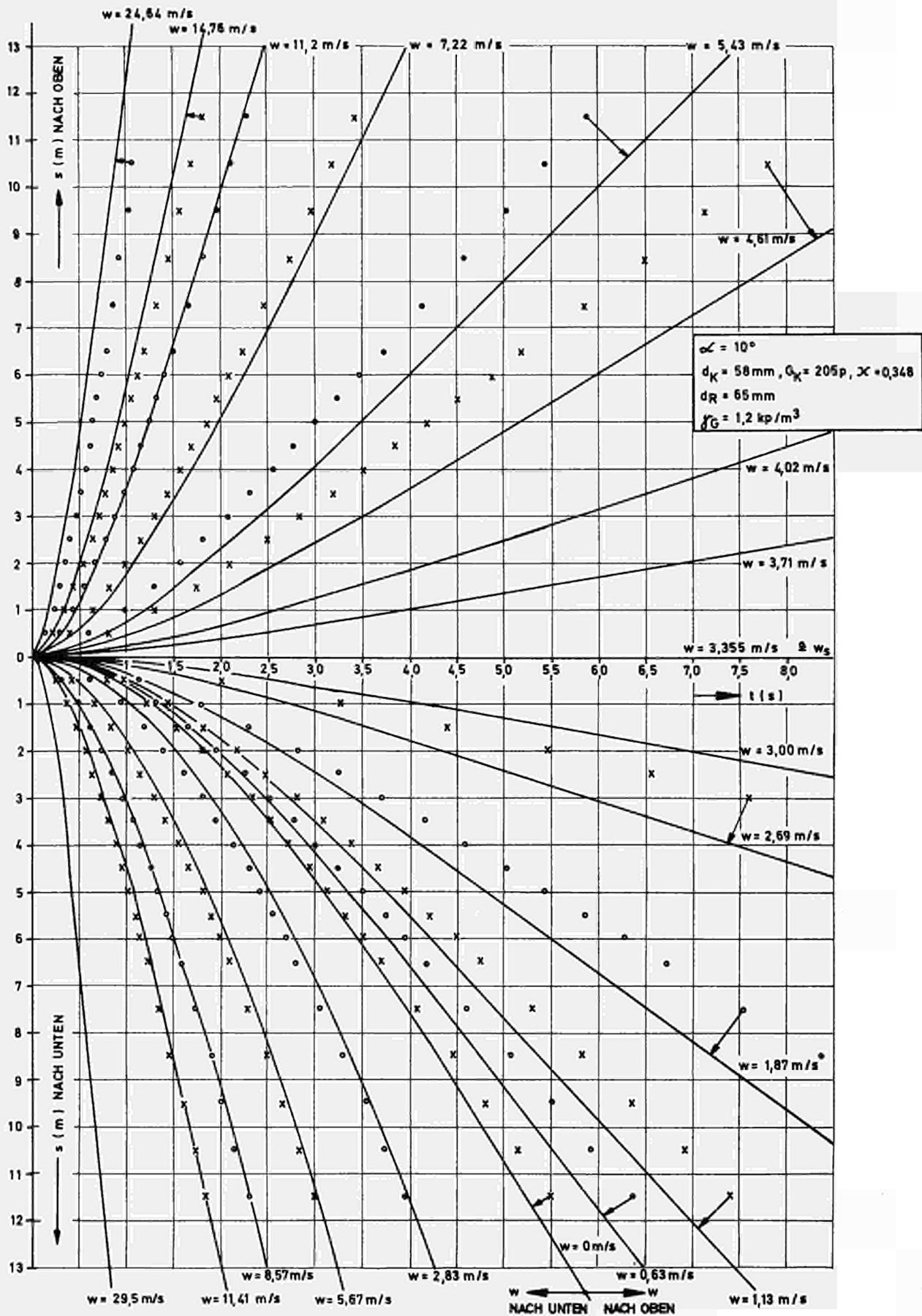


ABB. 12 : FUNKTION $s = f(t, w)$ BEI $\alpha = 10^\circ$ UND $d_k = 58 \text{ mm}$

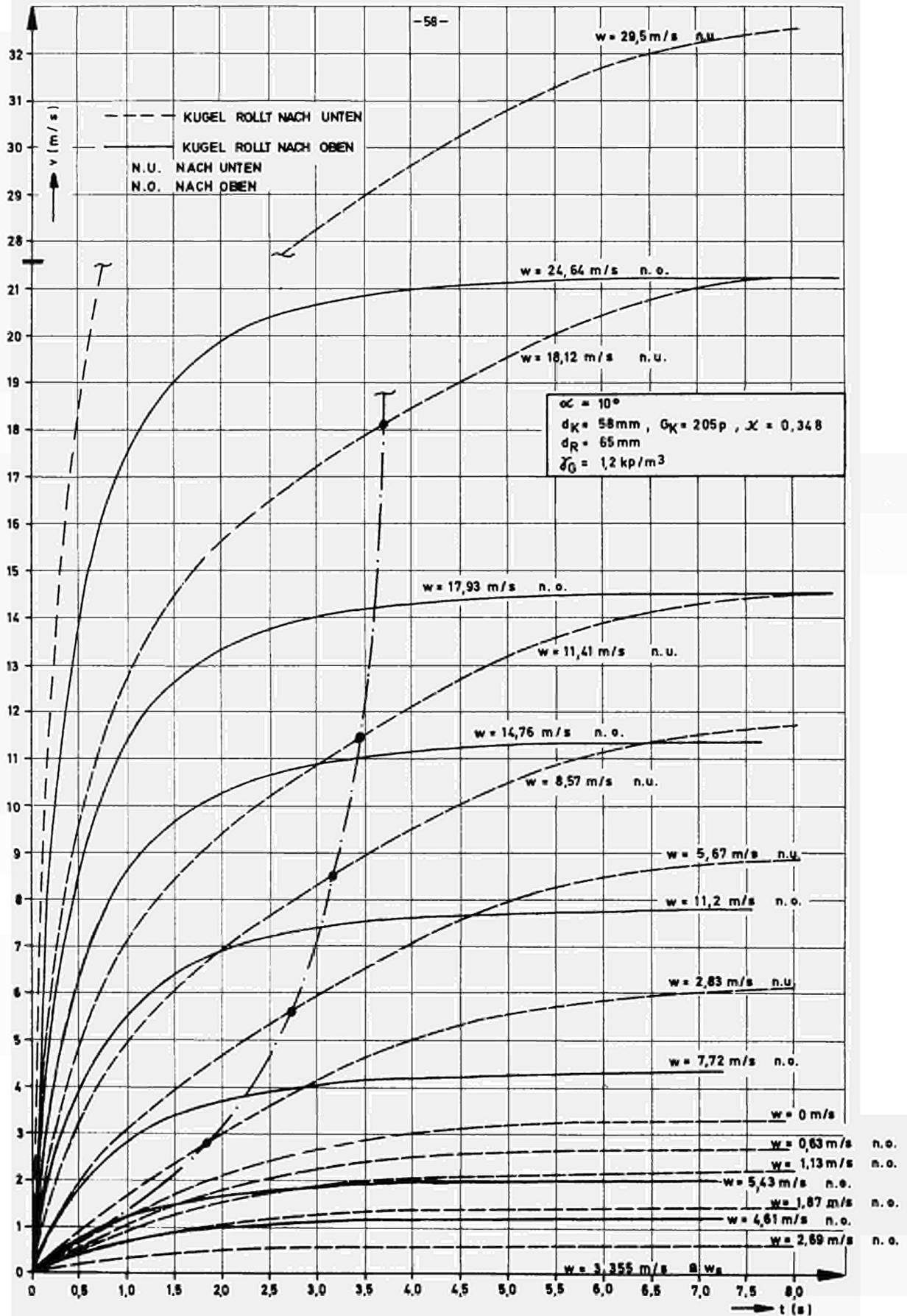


ABB.13 : FUNKTION $v = f(t, w)$ BEI $\alpha = 10^\circ$ UND $d_K = 58 \text{ mm}$

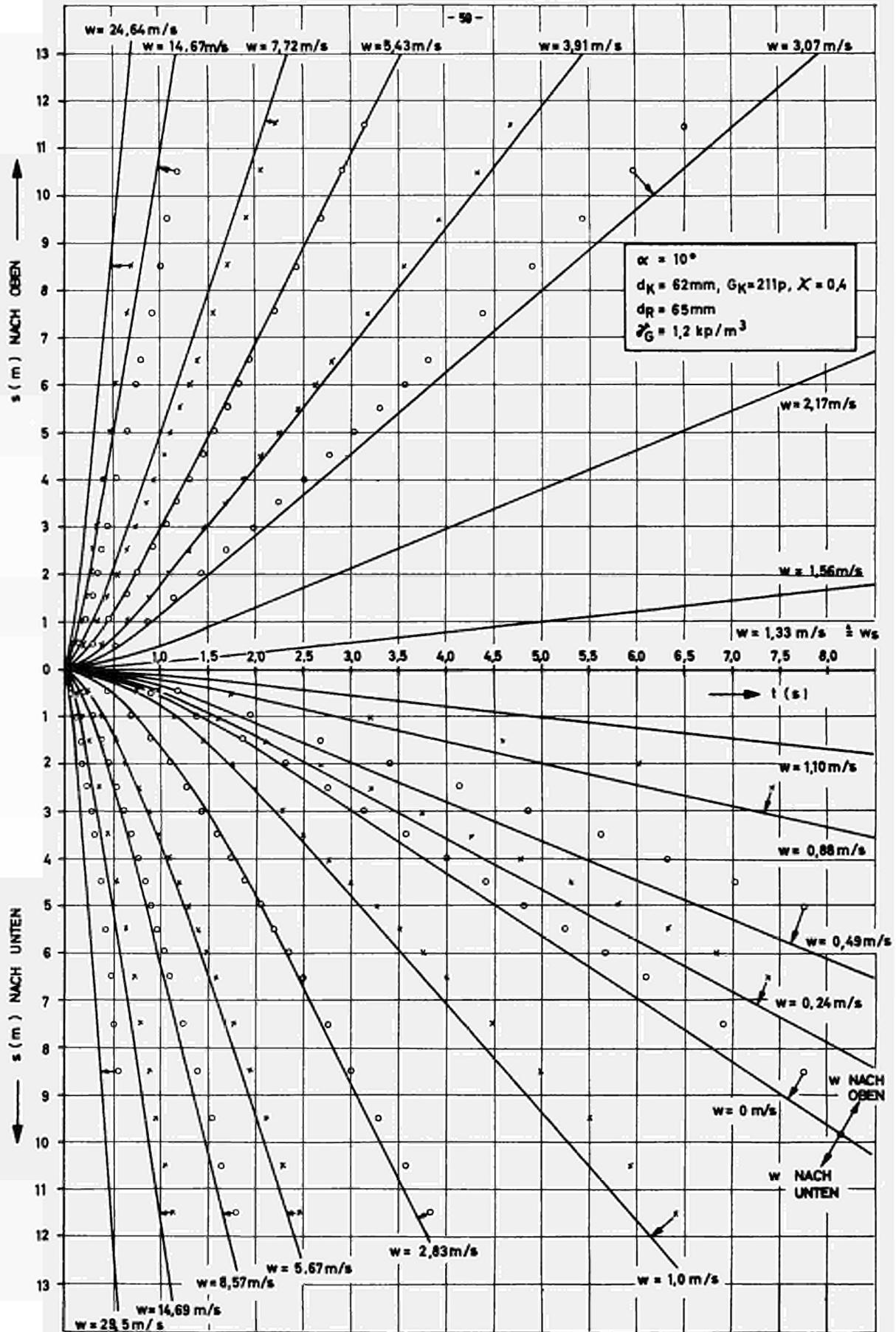


ABB. 14 : FUNKTION $s = f(t, w)$ BEI $\alpha = 10^\circ$ UND $d_k = 62 \text{ mm}$

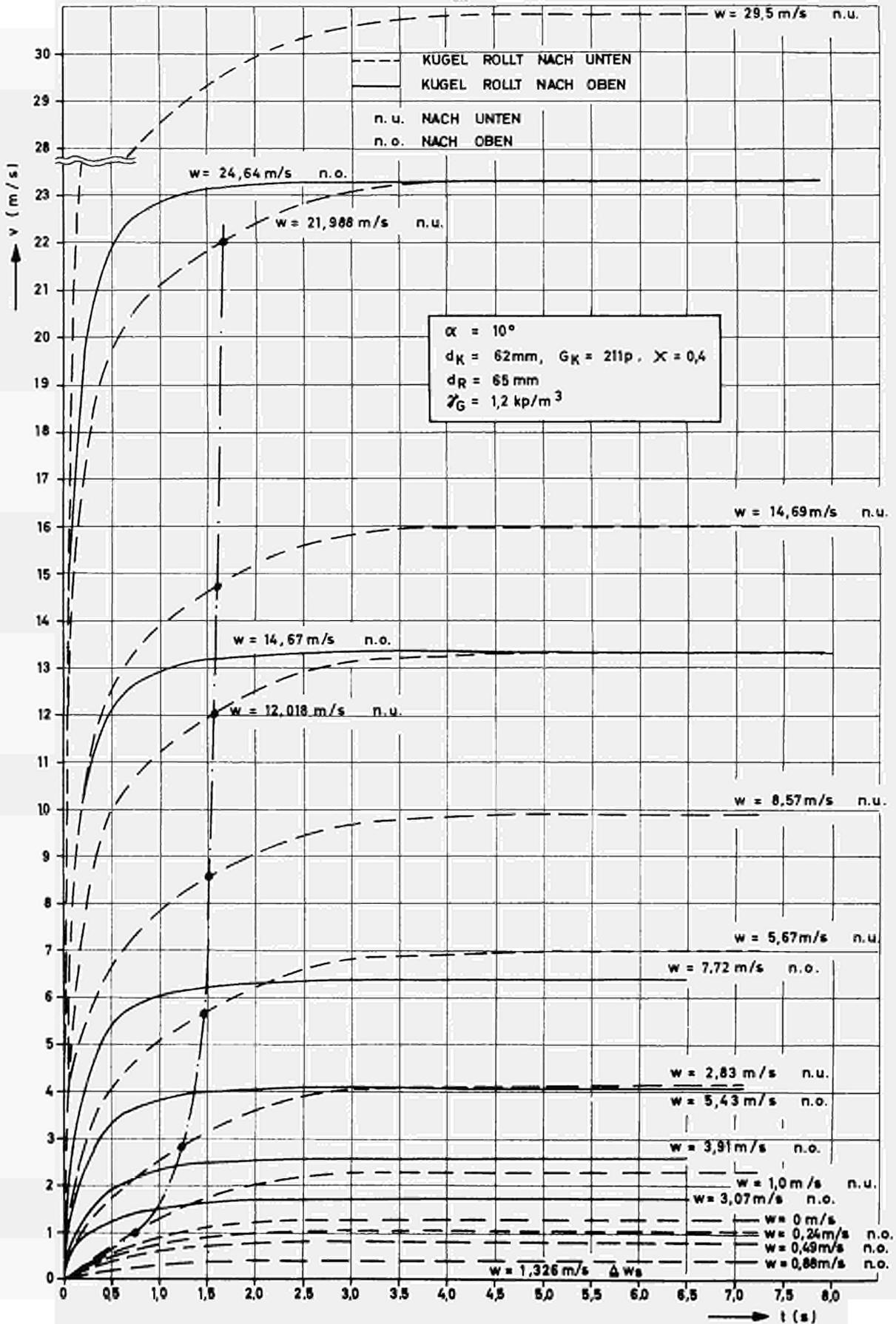


ABB. 15: FUNKTION $v = f(t, w)$ BEI $\alpha = 10^\circ$ UND $d_K = 62 \text{ mm}$

Die Kurvenverläufe der Funktion $s = f(t)$ haben in allen Fällen das gleiche Aussehen. Ausgehend vom Koordinatenanfangspunkt steigen die Kurven mit zunehmender Steigung an, bis sie nach einer gewissen Zeit t einen nahezu konstanten Anstieg erreicht haben. Entsprechend lassen sich auch zwei Bereiche bei den Kurven der Funktion $v = f'(t)$ erkennen. Von der Zeit $t = 0$ ausgehend nimmt die Geschwindigkeit zunächst schnell zu, d.h. die Kugel wird beschleunigt. An diesen Beschleunigungsbereich schließt sich ein Bereich an, in dem sich die Kugel mit nahezu konstanter Geschwindigkeit (fast Endgeschwindigkeit) bewegt. Man kann an Hand der Diagramme feststellen, daß die theoretisch erst nach unendlich langer Zeit erreichbare Endgeschwindigkeit praktisch schon nach ein paar Sekunden erreicht wird.

Der Einfluß des Neigungswinkels geht aus einem Vergleich zwischen der Abb. 10 bzw. 11 und der Abb. 12 bzw. 13 hervor. Bei sonst gleichen Bedingungen (speziell Gasgeschwindigkeiten) rollen die Kugeln bei $\alpha = 10^\circ$ schneller nach unten und langsamer nach oben als bei $\alpha = 5^\circ$. Bei einem Neigungswinkel von $\alpha = 10^\circ$ wird auch die praktische Endgeschwindigkeit eher erreicht als bei $\alpha = 5^\circ$ (vgl. Abb. 11 und 13).

Wie der Kugeldurchmesser das Kugelrollen beeinflusst, ersieht man aus einem Vergleich zwischen der Abb. 12 bzw. 13 und der Abb. 14 bzw. 15. Bei Konstanthaltung der übrigen Parameter ergibt sich, daß die kleinere Kugel mit $d_K = 58$ mm schneller nach unten rollt als die größere mit $d_K = 62$ mm; beim Rollen nach oben ist es dagegen genau umgekehrt. Für ein schnelles Abwärtsrollen ist der kleinere Strömungswiderstand der Kugel mit $d_K = 58$ mm günstig, für ein schnelles Aufwärtsrollen der größere der Kugel mit $d_K = 62$ mm. Sowohl beim Rollen nach unten als auch nach oben erreicht die größere Kugel die praktische Endgeschwindigkeit früher als die kleinere Kugel (vgl. Abb. 13 und 15).

Die bei der Funktion $s = f(t)$ eingetragenen Versuchspunkte (vgl. Abb. 10, 12 und 14) weichen umso stärker von den theoretischen Kurven ab, je dichter man mit der Gasgeschwindigkeit w in die

Nähe der Schwebegeschwindigkeit w_s kommt; denn in diesem Bereich ist die Kugel den in der Theorie nicht zu erfassenden Störeinflüssen (z.B. nicht exakt geradlinige Kugelbewegung, Verschmutzung der Rollbahn, Unrundheit der Kugel) wegen ihres langsamen Rollens am intensivsten unterworfen. Die Kurve mit dem Parameter $w = w_s$ ist die t-Achse; denn in diesem Fall ist für alle Zeiten t der Rollweg $s = 0$, d.h. die Kugeln bewegen sich nicht. - Auch bei der Funktion $v = f(t)$ ist die t-Achse die Kurve mit dem Parameter $w = w_s$. - Sieht man also von Gasgeschwindigkeiten in der Nähe der Schwebegeschwindigkeit ab, so ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment relativ gut. Erst bei hohen Gasgeschwindigkeiten ($w > 15$ m/s) sowohl von unten nach oben als auch von oben nach unten treten wieder stärkere Abweichungen zwischen den theoretischen und den experimentellen Werten auf. Die Abweichungen bei den Rollwegen liegen in den für die Beschickungsanlage des THTR interessanten Bereichen ($s \leq 6$ m, $w \leq 15$ m/s mit Ausnahme von $0,5 w_s \leq w \leq 2 w_s$) bei den untersuchten Neigungswinkeln unter ± 20 %.

Um einen größeren Maßstab für die Kugelgeschwindigkeiten v zu haben, gibt die Ordinate bei der Funktion $v = f(t)$ in den Abb. 11, 13 und 15 sowohl Kugelgeschwindigkeiten nach unten als auch nach oben wieder. Durch diese Darstellungsweise läßt sich auch leicht erkennen, daß die Kurven zur t-Achse (entspricht Kurve für $w = w_s$) nicht symmetrisch sind, obwohl es für Gasgeschwindigkeiten nach oben und nach unten Kurven gibt, die die gleiche Endgeschwindigkeit v_e besitzen (jeweils nach oben oder unten). Zwei sich entsprechende Kurven mit gleicher absoluter Endgeschwindigkeit decken sich nicht; denn die aufwärts rollende Kugel mit einem nach oben gerichteten Gasstrom wird stärker beschleunigt und erreicht früher ihre praktische Endgeschwindigkeit als die abwärts rollende Kugel mit einem nach unten gerichteten Gasstrom. Im ersten Fall ist am Anfang der Bewegung die Widerstandskraft wegen der höheren Relativgeschwindigkeit größer als im zweiten Fall. Mit zunehmender Rollzeit nähern sich die Relativgeschwindigkeiten und damit die Widerstandskräfte be-

tragsmäßig für die nach unten und nach oben rollende Kugel einander an; dann nähern sich auch die beiden Kurvenverläufe.

Die Kurven für den Gasstrom nach unten setzen sich aus zwei Teilen entsprechend dem Fall 2a) und 2b) vom Kap. 5.1. zusammen. Der Übergang vom Fall 2a) zum Fall 2b) ist beispielsweise bei der Funktion $v = f(t)$ durch die strichpunktierte Kurve angegeben (vgl. Abb. 11, 13 und 15).

Der Einfluß der Dichte des Gases, in dem die Kugel sich bewegt, geht aus Abb. 16 hervor. Zum Erreichen anderer Dichten als die von Luft bei Raumtemperatur und Atmosphärendruck ($\gamma_G = 1,2 \text{ kp/m}^3$) diente Helium bei Raumtemperatur und bei einem Überdruck von 0,2 atü ($\gamma_G = 0,196 \text{ kp/m}^3$) und Luft bei Raumtemperatur und bei einem Überdruck von etwa 2,3 atü ($\gamma_G = 3,6 \text{ kp/m}^3$). Die Versuche wurden ohne Gasströmung, d.h. bei $w=0 \text{ m/s}$ bei einem Neigungswinkel von $\alpha = 10^\circ$ und mit einer Kugel mit $d_K = 58 \text{ mm}$, $G_K = 205 \text{ p}$ und $\chi = 0,348$ durchgeführt.

Die Abweichungen bei den Rollwegen s zwischen den gerechneten Kurven und den Versuchspunkten bei der Funktion $s = f(t)$ liegen bei den oben angegebenen Gasdichten im gesamten Bereich der Meßstrecke von $s = 11,5 \text{ m}$ unter 10 %, und zwar sind die gemessenen Rollwege kürzer als sie nach der Theorie sein müßten (vgl. Abb. 16).

Anhand der Funktion $v = f(t)$ in Abb. 16 sieht man, daß Kugeln bei einer höheren Gasdichte eine niedrigere Endgeschwindigkeit besitzen und diese viel eher erreichen als bei einer relativ niedrigen Gasdichte. Innerhalb der zur Verfügung stehenden Meßstrecke haben die Kugeln bei der Gasdichte von $\gamma_G = 0,196 \text{ kp/m}^3$ die Endgeschwindigkeit noch nicht erreicht.

Die Gasdichte bei der Beschickungsanlage des THTR liegt bei Betriebsbedingungen (Helium bei 40 at und 260°C) in der Nähe von $\gamma_G = 3,6 \text{ kp/m}^3$. Diese Dichte hat, wie eben festgestellt worden ist,

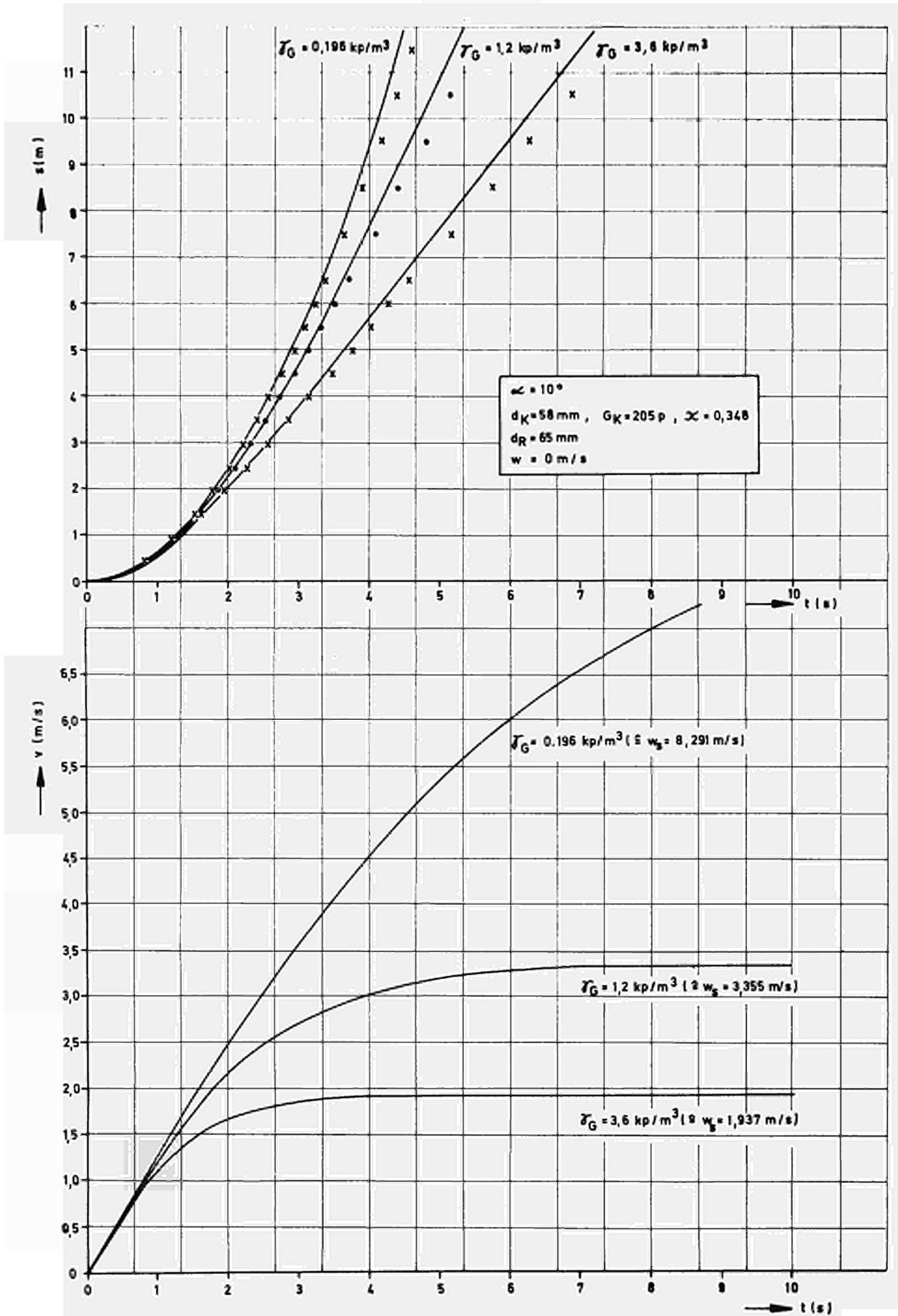


ABB. 16: FUNKTION $s, v = f(t, \sigma_G)$ BEI $\alpha = 10^\circ$ UND $d_K = 58 \text{ mm}$

den Vorteil, daß die Kugeln relativ langsam rollen und somit in Krümmern nicht sehr stark mechanisch belastet werden. Nachteilig wirkt sich diese Tatsache dagegen auf die Taktzeit der einzeln und nacheinander zu fördernden Kugeln aus. Außerdem beeinflussen dann schwache Gasströmungen (gegebenenfalls durch Leckagen an der Drucksperre), die den Kugeln beim Abwärtsrollen entgegenkommen, die Kugeln stärker als bei kleineren Gasdichten. Diese Nachteile können jedoch durch konstruktive Maßnahmen ausgeschaltet werden .

Auf Abb. 17 sind die unter vereinfachenden Annahmen abgeleiteten Gl. (5.22) und (5.23) dargestellt. Die Funktion $t_{99} = f(d_K)$ hat den gleichen Kurvenverlauf wie die Schwebegeschwindigkeit auf Abb. 5 und 6; auch das Kurvenmaximum liegt bei demselben Kugeldurchmesser $d_{K,max}$. Der Parameter des Neigungswinkels α geht allerdings anders ein, und zwar nehmen die Rollzeiten t_{99} mit zunehmendem Winkel α ab. Die Funktion $s_{99} = f(d_K)$, die unabhängig vom Neigungswinkel α ist, hat ebenfalls ihr Maximum bei $d_{K,max}$, zusätzlich jedoch noch einen Wendepunkt bei etwa $d_K = 45$ mm. Für die bei der Beschickungsanlage des THTR interessierenden Kugeldurchmesser von $d_K > 58$ mm ergibt sich aus Abb. 17, daß unter den gemachten Voraussetzungen die Rollzeiten t_{99} kleiner sind als 9,3 s (bei $\alpha = 5^\circ$) bzw. 2,7 s (bei $\alpha = 90^\circ$) und die Rollwege s_{99} unter 15 m liegen.

5.7. Erstes Anwendungsbeispiel: Das Kugelrollen durch den Meßreaktor

Für die THTR-Beschickungsanlage ist die Kugelrollgeschwindigkeit besonders im Meßreaktor interessant, weil sie dort in die Genauigkeit der Abbrandmessung eingeht (vgl. Kap. 3.3.2.). Deshalb soll nachfolgend als Anwendungsbeispiel das Kugelrollen durch den Meßreaktor näher an Hand der theoretischen Bewegungsgleichungen untersucht werden.

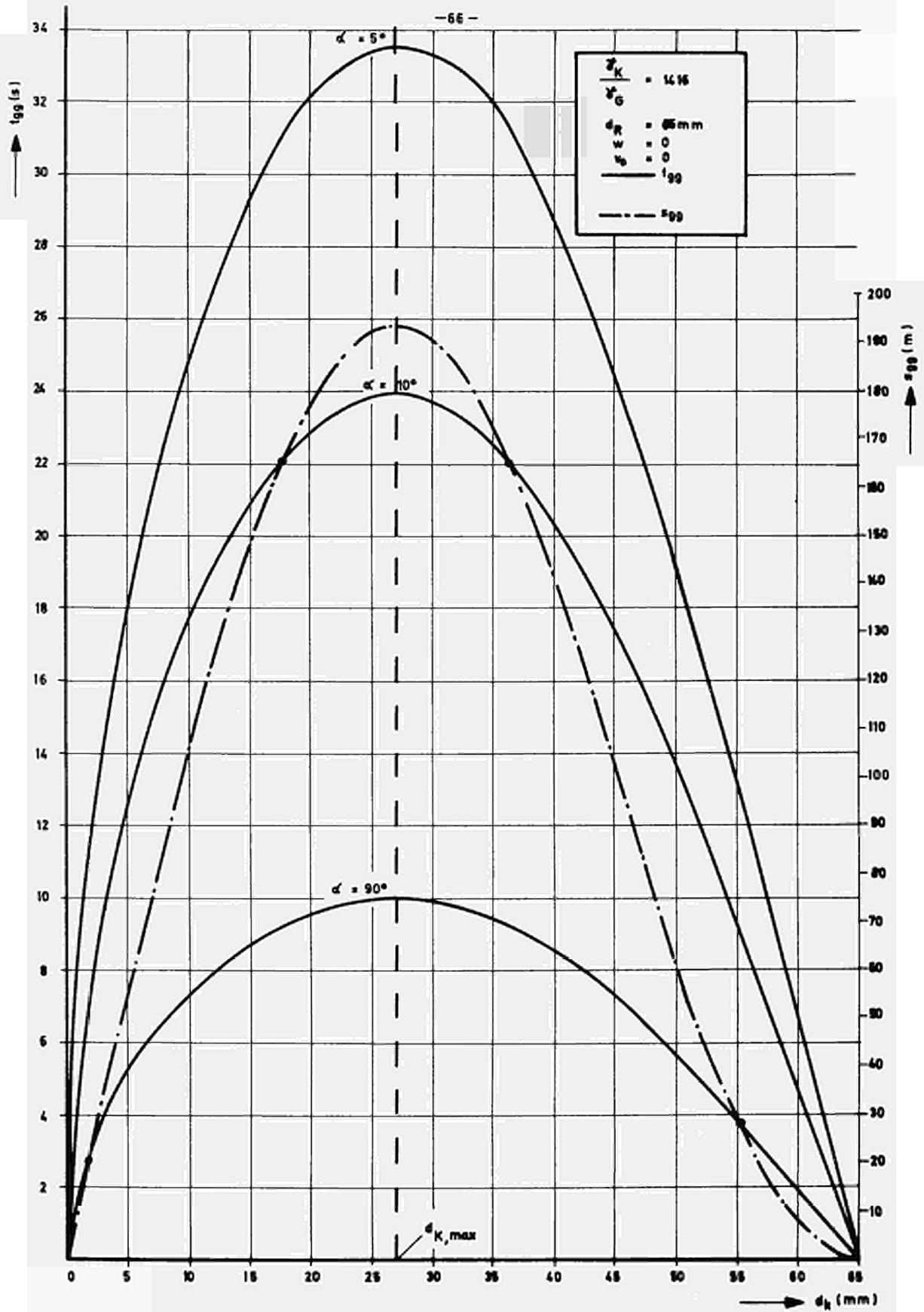


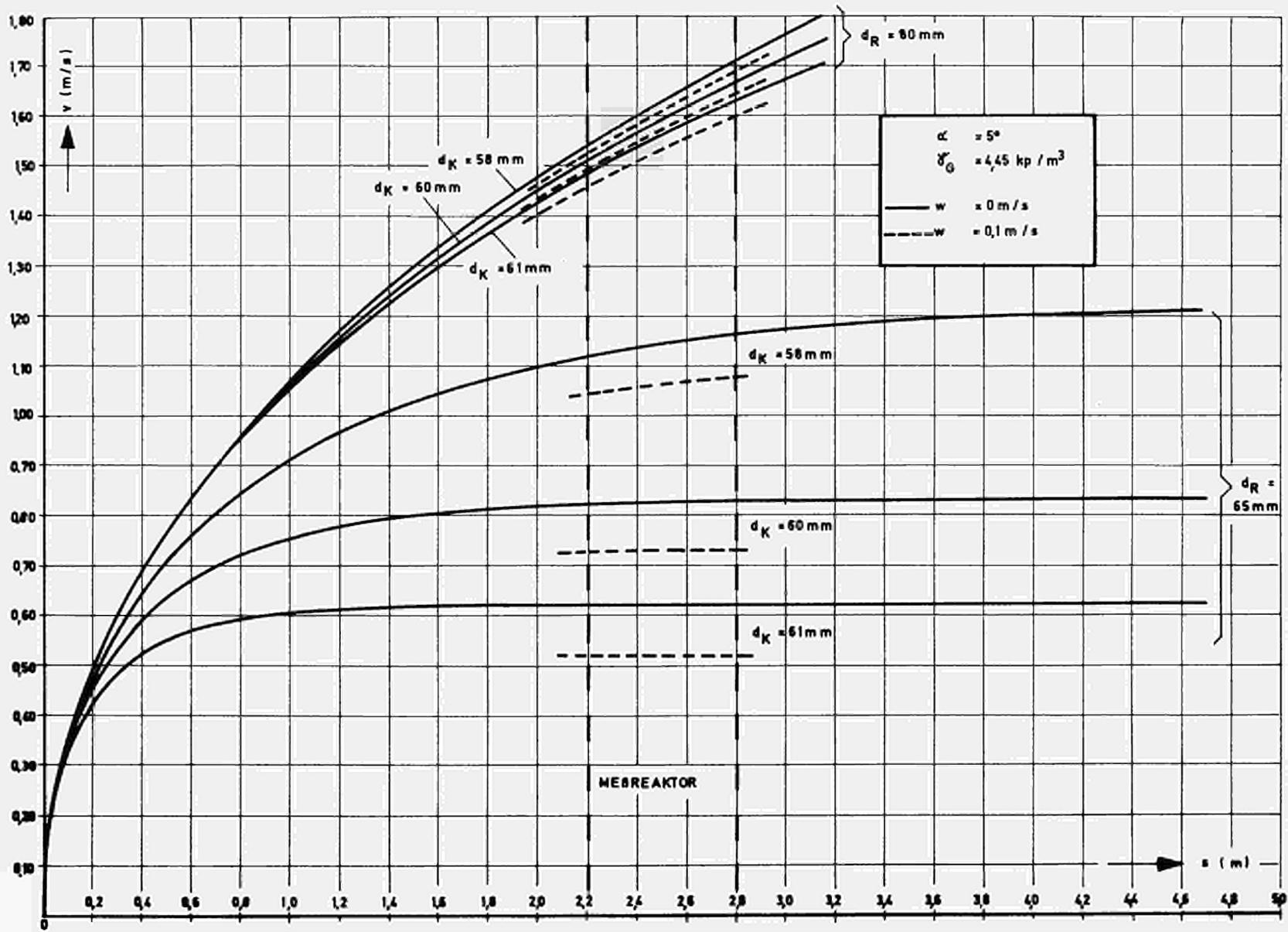
ABB.17 : FUNKTION $t_{gg}, s_{gg} = f(d_K)$ FÜR $w = 0$ UND $v_0 = 0$

Da die Rollzeiten der Kugeln durch den Meßreaktor nur eine untergeordnete Rolle spielen, werden die für den vorliegenden Fall (Fall 1a) nach Kap. 5.1.) zutreffenden Bewegungsgleichungen nach Gl. (5.14) und (5.17) in der Form $v = f(s)$ in Abb. 18 graphisch wiedergegeben. Neben den für die theoretischen Gleichungen geltenden Voraussetzungen (vgl. Kap. 5.2.1.) wurde für die Berechnung weiterhin angenommen:

- 1.) Kugeln homogen, d.h.: $\chi = 0,4$,
- 2.) Neigungswinkel der Rohre vor, in und hinter dem Meßreaktor: $\alpha = 5^\circ$,
- 3.) spezifisches Gewicht des ruhenden bzw. schwach strömenden Mediums innerhalb der Rohre im Meßreaktorbereich:
 $\gamma_G = 4,45 \text{ kp/m}^3$ (Helium bei 40 at und ca. 150°C),
- 4.) Strömungsgeschwindigkeiten des Mediums gegen die abwärts rollenden Kugeln: $w = 0 \text{ m/s}$ und $w = 0,1 \text{ m/s}$ (geringe Leckage durch die Drucksperre),
- 5.) für das Rollen extremste Kugeln (nach neuester Spezifikation) mit $d_K = 58 \text{ mm}$, $G_K = 205 \text{ p}$ und $d_K = 61 \text{ mm}$, $G_K = 186 \text{ p}$ sowie die Normalkugel mit $d_K = 60 \text{ mm}$ und $G_K = 200 \text{ p}$.
- 6.) Anfangsbedingung: zur Zeit $t = 0$ und an der Stelle $s = 0$ wird der letzte Dosierer vor dem Meßreaktor betätigt, so daß $v_0 = 0$ ist,
- 7.) Rohrdurchmesser: $d_R = 65 \text{ mm}$ (wie in der übrigen Beschickungsanlage) und $d_R = 80 \text{ mm}$.

Der für die Abbrandmessung interessante Bereich der Rollstrecke liegt zwischen $s = 2,2 \text{ m}$ und $s = 2,8 \text{ m}$ und ist in Abb. 18 gestrichelt angegeben. An Hand von Abb. 18 lassen sich zunächst für $d_R = 65 \text{ mm}$ folgende Aussagen machen. Ausgehend vom Dosierer bei $s = 0$ steigt die Kugelgeschwindigkeit stark an (Beschleunigungsstrecke); aber schon nach ein paar Metern (je nach Kugeldurchmesser) haben die Kugeln praktisch ihre Endgeschwindigkeit erreicht. Die Kugeln mit $d_K = 61 \text{ mm}$ rollen mit konstanter Geschwindigkeit und relativ langsam ($v = 0,62 \text{ m/s}$ bei $w=0 \text{ m/s}$ und $v = 0,52 \text{ m/s}$ bei $w = 0,1 \text{ m/s}$) durch den Meßreaktor. Für die Kugeln mit $d_K = 58 \text{ mm}$ dagegen liegt der Meßreaktor noch im Be-

ABB. 18: FUNKTION $v = f(s)$ FÜR DIE MEßREAKTORSTRECKE



schleunigungsbereich; die Kugelgeschwindigkeiten liegen jedoch im Mittel bei $v = 1,14$ m/s für $w = 0$ und bei $v = 1,06$ m/s für $w = 0,1$ m/s, d.h. sie sind nahezu doppelt so groß wie bei den langsamen Kugeln. Diese Tatsache und die folgenden, daß nämlich manche Kugeln im Meßreaktor schon mit konstanter Geschwindigkeit rollen und andere erst noch beschleunigt werden sowie der relativ starke Einfluß eventuell auftretender Gasgegenströmungen, machen eine Verwendung des Rohrdurchmessers von $d_R = 65$ mm im Meßreaktorbereich unter den oben gemachten Voraussetzungen unmöglich; denn der große Unterschied in den Kugelgeschwindigkeiten ist bei der Auswertung der Abbrandmessung nicht zu korrigieren.

Aus diesem Grunde sind in der Abb. 18 auch Berechnungen für Rohrdurchmesser von $d_R = 80$ mm graphisch wiedergegeben. Bei diesem Rohrdurchmesser sehen die Verhältnisse bezüglich der Kugelgeschwindigkeiten im Meßreaktor bedeutend günstiger aus. Die Kugeln werden zwar alle noch beschleunigt, doch die Beschleunigung ist ziemlich gleichmäßig, so daß die Auswertung des Meßreaktorsignals nicht sehr erschwert wird. Außerdem liegen die mittleren Kugelrollgeschwindigkeiten bei den vorkommenden Kugeldurchmessern relativ dicht beieinander ($v \approx 1,56$ bis $1,63$ m/s). Auch stören bei einem Rohrdurchmesser von $d_K = 80$ mm gegebenenfalls auftretende Gasgegenströmungen weniger als bei $d_K = 65$ mm.

Damit läßt sich schon an Hand der theoretischen Bewegungsgleichungen aussagen, daß die Verwendung eines Rohres mit einem Innendurchmesser von $d_R = 80$ mm für die Rollstrecke am Meßreaktor bei näherer Kenntnis der Anforderungen an ihn geeignet erscheint, während ein Rohr mit $d_K = 65$ mm ausscheidet.

5.8. Zweites Anwendungsbeispiel: Das Fallen einer Kugel im Reaktorcore

Wie eingangs im Kap. 3.1. schon erwähnt wurde, ist die Primär- gasströmung so festgelegt worden, daß sie von oben nach unten durch den Kugelhaufen geht. Oberhalb der Kugelschüttung ist ein

freier Raum von etwa 2 bis 4 m Höhe (je nach Schütthöhe) vorhanden. Diese Strecke müssen die dem Core zuzuführenden Kugeln nach dem Austritt aus der Bremsstrecke (in der Coredecke) im freien Fall zurücklegen. Dabei taucht die Frage auf, wie stark das Primärgas (Helium) die Kugeln während ihres Fallens beeinflusst. Mit Hilfe der in Kap. 5.3. und 5.4. abgeleiteten Gleichungen, die auch diesen Bewegungsfall enthalten, wird diese Frage nachfolgend beantwortet.

Durch das Core strömt, wenn alle Hauptgebläse laufen, eine Heliummasse von 289,3 kg/s. Im Betriebszustand steht das Helium mit einer Temperatur von 260°C oberhalb des Kugelhaufens unter einem Druck von 40 at. Mit der entsprechenden Dichte des Heliums von $\rho_G = 3,54 \text{ kg/m}^3$ erhält man den Volumenstrom zu 81,7 m³/s. Die freie Fläche des Cores (Innendurchmesser $d_R = 5,60 \text{ m}$) beträgt 24,7 m². Damit ergibt sich die Strömungsgeschwindigkeit im freien Corequerschnitt zu $w = 3,3 \text{ m/s}$ (dieser Wert wird der Rechnung zugrunde gelegt). Um die Beeinflussung des Gasstromes zu erkennen, wird auch eine Rechnung mit $w = 0 \text{ m/s}$ durchgeführt.

Die fallende Kugel wird am stärksten vom Gasstrom beeinflusst, wenn die Relativgeschwindigkeit zwischen Kugel und Gas möglichst groß ist. Das ist dann der Fall, wenn die Anfangsgeschwindigkeit v_0 der Kugel (entspricht der Austrittsgeschwindigkeit aus der Bremsstrecke) klein ist. Zur Berechnung soll daher $v_0 = 0$ gesetzt werden.

Sehr stark wirkt ein Gasstrom auf eine Kugel im Rohr, wenn diese einen großen Durchmesser hat, bzw. wenn das Durchmesser Verhältnis d_K/d_R gegen 1 geht. Da der Coredurchmesser $d_R = 5,60 \text{ m}$ beträgt, ist der Unterschied zwischen $d_K = 58 \text{ mm}$ und 62 mm beim Verhältnis d_K/d_R unwesentlich. Selbst für eine Kugel mit $d_K = 62 \text{ mm}$ ergibt sich ein Widerstandsbeiwert von $\psi^* = 0,47012$, der fast dem bei freier Anströmung entspricht.

Dem senkrechten Fall auf den Kugelhaufen entspricht ein Neigungswinkel von $\alpha = 90^\circ$. Das Kugelgewicht ist mit $G_K = 211 \text{ p}$ in die Rechnung eingesetzt. Die Schwebegeschwindigkeit ergibt sich damit zu $w_s = w_{s,90} = 28,7 \text{ m/s}$.

Aus den Diagrammen $s, v = f(t)$ in Abb. 19 kann man ersehen, daß die Abweichung zwischen den Ergebnissen mit und ohne Gasströmung im dargestellten Bereich kaum feststellbar ist. Das heißt also, daß das von oben nach unten strömende Primärgas eine von oben nach unten fallende Kugel unwesentlich beschleunigt. Bei einer Fallhöhe von $s = 4 \text{ m}$ beträgt der Unterschied in den Kugelgeschwindigkeiten erst etwa 1 %. Dieser Unterschied wird noch geringer, wenn die Anfangsgeschwindigkeit der Kugel größer als Null ist, was immer der Fall sein wird.

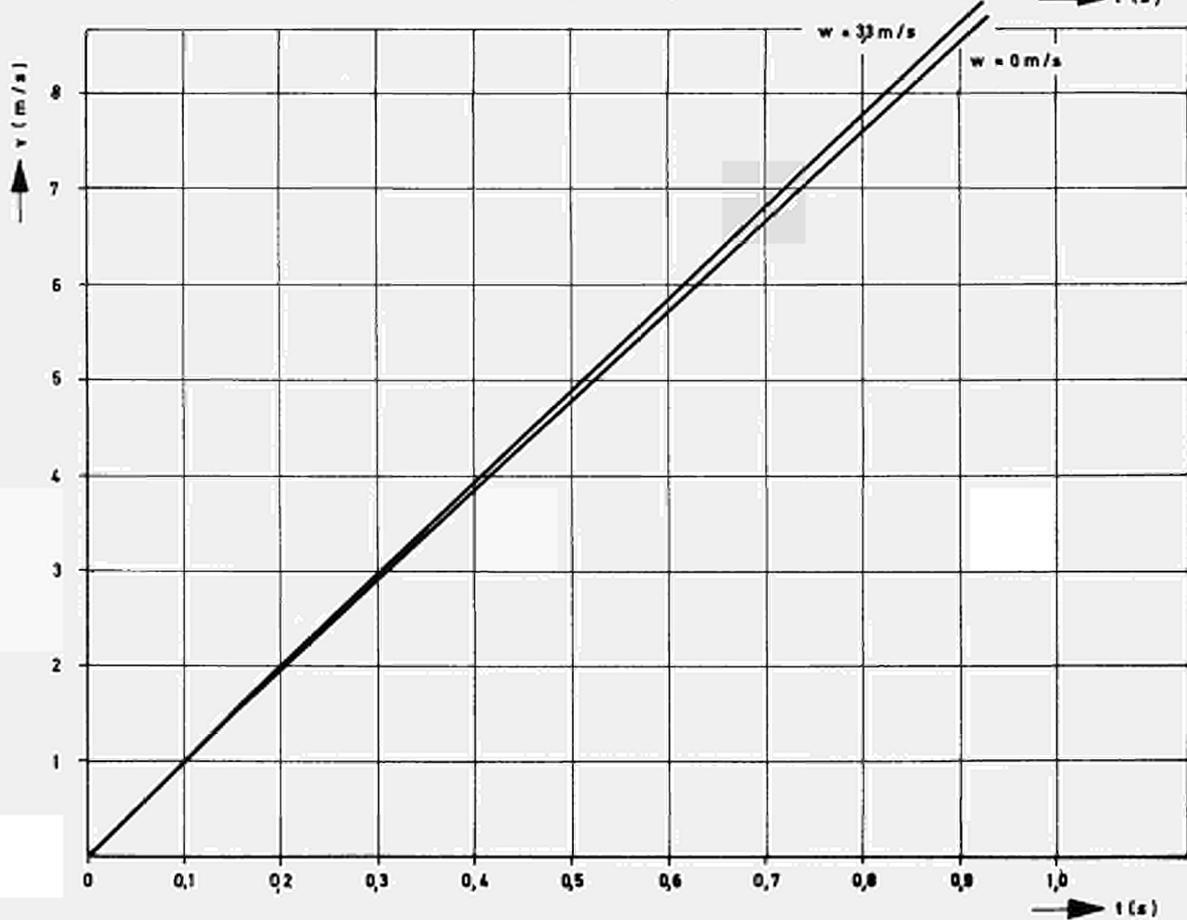
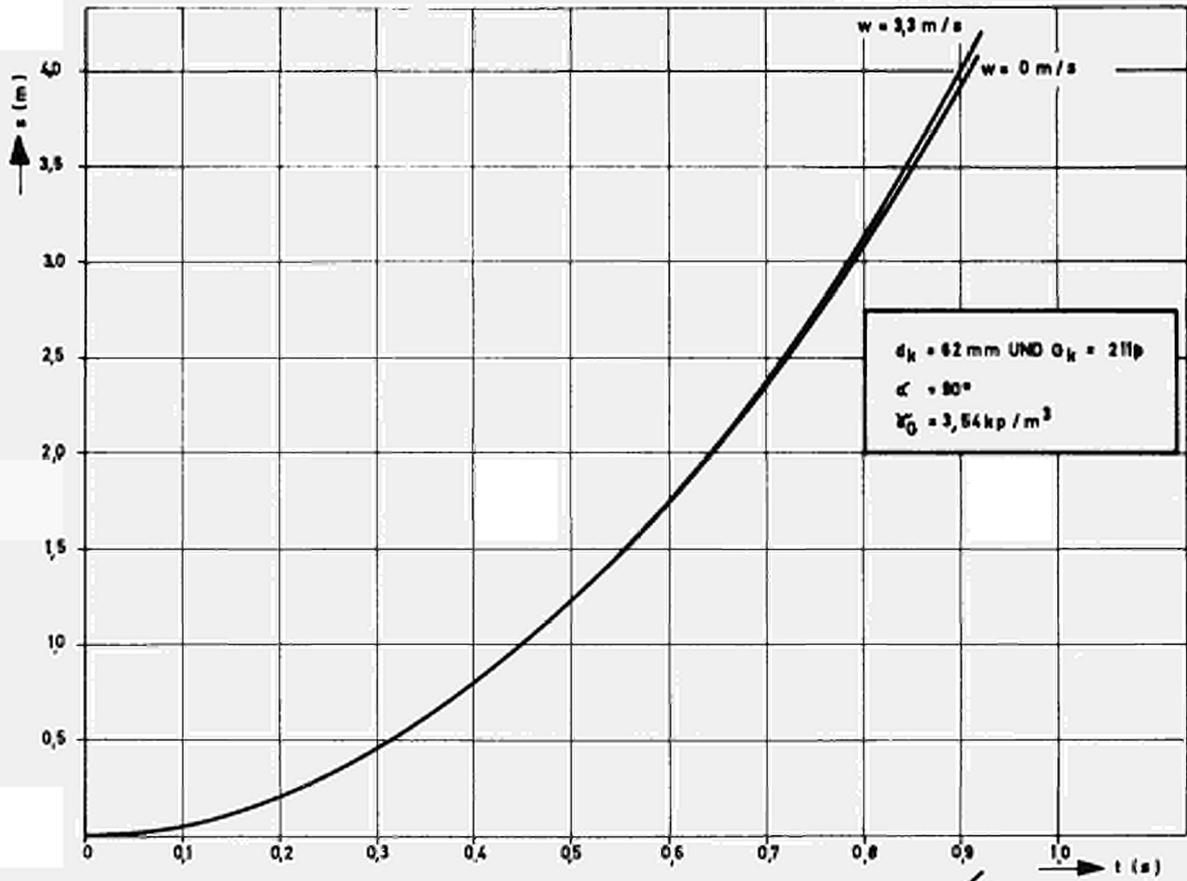


ABB. 19: DIAGRAMM $s, v = f(t)$ FÜR DAS KUGELFALLEN IM REAKTORCORE

6. Vereinfachung der abgeleiteten Bewegungsgleichungen

6.1. Das Fördern und Bremsen von Einzelkugeln im vertikalen Rohr

6.1.1. Aufstellen der theoretischen Bewegungsgleichungen

Bei vertikalen Rohrleitungen beträgt der Neigungswinkel $\alpha = 90^\circ$; für die Schwebegeschwindigkeit gilt also $w_s = w_{s,90}$ nach Gl. (4.16). Da zum Kugelfördern und -bremsen das Gas von unten kommen muß, sind nur die Bewegungsgleichungen nach den Fällen 1a) und 1b) von Kap. 5.1. entsprechend zu vereinfachen. Für das Bremsen gilt Fall 1a) und für das Fördern Fall 1b). Beide Fälle werden nach Kap. 5.2.2. durch dieselbe Gleichung für die Kugelgeschwindigkeit und durch dieselbe Gleichung für den Rollweg erfaßt. Neben der Bedingung $\sin \alpha = 1$ gilt hier noch $\chi = 0$; denn beim Fördern und Bremsen sollen die Kugeln keine Rotation ausführen, d.h. das Trägheitsmoment hat den Wert Null. Damit ergeben sich aus Gl. (5.14) und (5.17) folgende Formeln:

$$v(t) = w - w_{s,90} \frac{\frac{w-v_0}{w_{s,90}} + \frac{g t}{w_{s,90}}}{1 + \frac{w-v_0}{w_{s,90}} \cdot \frac{g t}{w_{s,90}}} \quad (6.1)$$

$$s(t) = w \cdot t - \frac{w_{s,90}^2}{g} \ln \left[\frac{w-v_0}{w_{s,90}} + \frac{w-v_0}{w_{s,90}} \frac{g t}{w_{s,90}} \right] \quad (6.2)$$

6.1.2. Graphische Darstellung und Kurvendiskussion

Die Gl. (6.1) und (6.2) werden nachfolgend für drei verschiedene Schwebegeschwindigkeiten (d.h. für drei verschiedene Kugeln) als Grundlage zur Diskussion der Ergebnisse graphisch dargestellt. Die betrachteten Schwebegeschwindigkeiten sind:

- 1) $d_K = 60 \text{ mm}$, $G_K = 210 \text{ p}$ \curvearrowright $w_{s,90} = 3,25 \text{ m/s}$
- 2) $d_K = 58 \text{ mm}$, $G_K = 190 \text{ p}$ \curvearrowright $w_{s,90} = 4,51 \text{ m/s}$
- 3) $d_K = 58 \text{ mm}$, $G_K = 290 \text{ p}$ \curvearrowright $w_{s,90} = 5,53 \text{ m/s}$ (geplante BeO-Kugel)

Die Gasdichte wurde mit $\gamma_G = 3,54 \text{ kp/m}^3$ (Helium bei 40 at und 260°C) und der Rohrdurchmesser mit $d_R = 65 \text{ mm}$ in die Gleichungen eingesetzt.

Für das die pneumatische Kugelförderung wiedergebende Diagramm (vgl. Abb. 20) werden die Fördergasgeschwindigkeit zu $w = 9,0 \text{ m/s}$ und die Kugelanfangsgeschwindigkeiten zu $v_o = 0 \text{ m/s}$ bzw. $v_o = 2 \text{ m/s}$ gewählt. Aus der Abb. 20 in der als Zusammenfassung von Gl. (6.1) und (6.2) die Funktion $v = f(s)$ dargestellt ist, erkennt man, daß bei Förderbeginn die Kugeln schnell beschleunigt werden, bis sie nach einer zurückgelegten Strecke von etwa $s = 3,5 \text{ m}$ schon fast die Kugelendgeschwindigkeit erreicht haben. Das gilt sowohl für Kugeln mit einer Anfangsgeschwindigkeit von $v_o = 0 \text{ m/s}$ als auch von $v_o = 2 \text{ m/s}$; denn nach relativ kurzen Strecken ($s \approx 3 \text{ m}$) ist ein Unterschied bei den Kugelgeschwindigkeiten nicht mehr festzustellen. Bei Förderstrecken von über $3,5 \text{ m}$ Länge spielt es also keine Rolle, ob die Kugel mit $v_o = 0$ oder 2 m/s in die Förderleitung eintritt. Es macht sich dabei auch kaum ein Unterschied in den Förderzeiten bemerkbar.

Die größeren Kugeln mit $d_K = 60 \text{ mm}$ werden mit einer größeren Kugelgeschwindigkeit gefördert als kleinere Kugeln mit $d_K = 58 \text{ mm}$. Das ergibt sich nicht nur nach der Theorie sondern auch in der Praxis, wie die z.B. in Abb. 20 eingetragenen Versuchspunkte zeigen. Die Versuchsergebnisse wurden an einem Kugelförderkreislauf erhalten, der ähnlich wie der in Kap. 4.7. beschriebene aufgebaut war. Der Kreislauf war allerdings geschlossen und wurde mit nachgereinigtem Stickstoff bei einem Druck von ca. $2,3 \text{ atü}$ zur Erreichung einer Gasdichte von etwa $\gamma_G = 3,6 \text{ kp/m}^3$ betrieben.

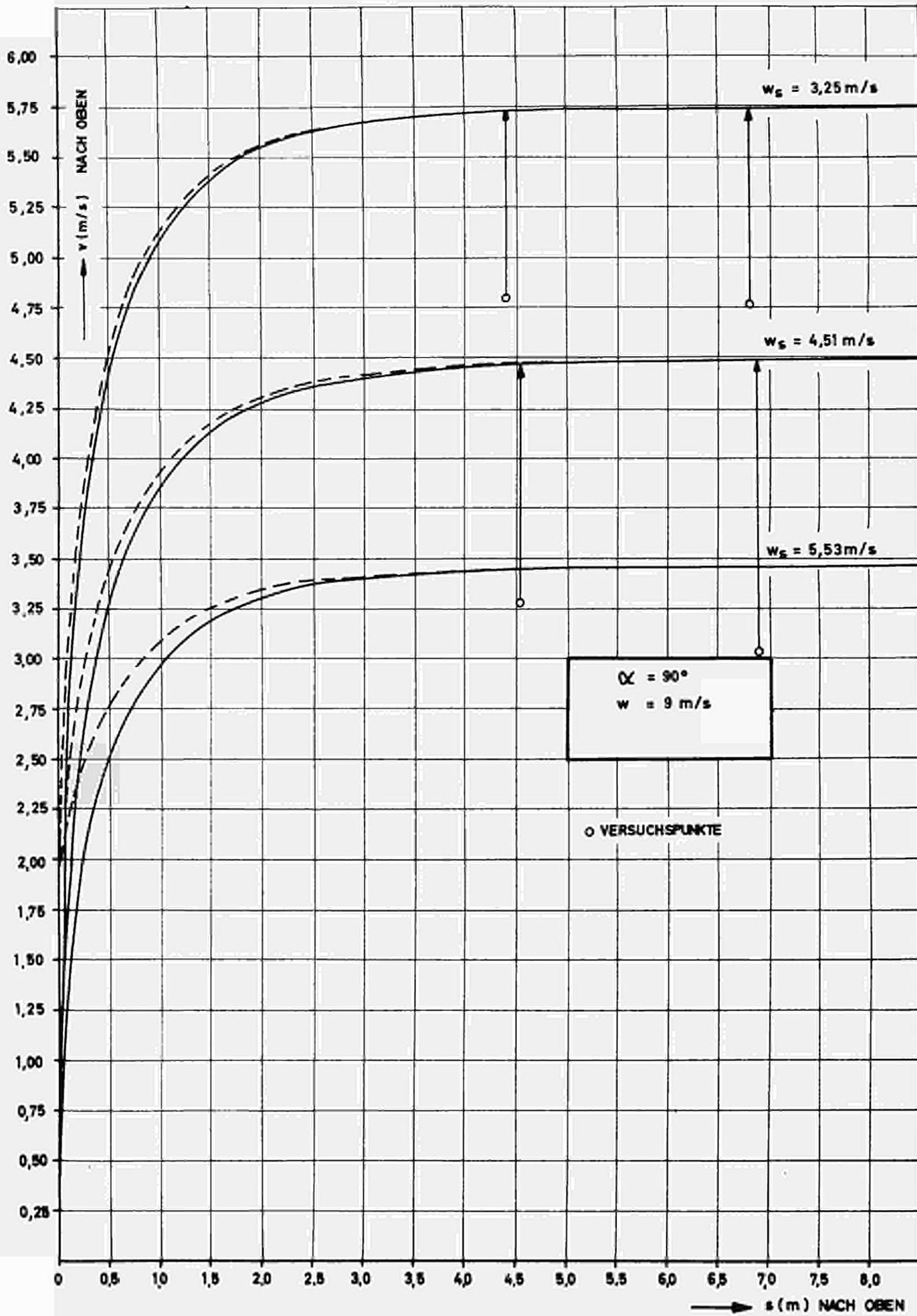


ABB. 20 : FUNKTION $v = f(s, w_s)$ BEI VERTIKALER KUGELFÖRDERUNG

Die experimentellen Kugelgeschwindigkeiten sind gegenüber den theoretischen zu kleineren Geschwindigkeitswerten verschoben; denn die beim Versuch zu beobachtenden Störeinflüsse, wie z.B. mehr oder weniger häufiges Anschlagen der Kugeln an die Rohrwand und Eigenrotation der Kugeln während der Förderung, sind in der Theorie nicht berücksichtigt worden und lassen sich wegen ihres statistischen Charakters mathematisch auch schwer erfassen. Die Störeinflüsse sind ebenso wie die Theorie der Kugelbewegung wiederum z.B. von der Gasdichte, dem Kugeldurchmesser und der Förderstreckenlänge und zusätzlich noch beispielsweise von der Förderrohrbeschaffenheit und der Konstellation der eingebauten Krümmer abhängig.

Um Anhaltswerte für die Kugelgeschwindigkeiten bei der vertikalen pneumatischen Förderung in der Beschickungsanlage des THTR zu haben, kann man an Hand von einigen Versuchsergebnissen sagen, daß für Fördergasgeschwindigkeiten von $w = 7$ bis 13 m/s und nach vertikalen Förderstrecken von $s = 3,8$ bis $7,5$ m unabhängig von Fördergasdichte und Kugeldurchmesser (im für den THTR interessierenden Bereich) die wirklich auftretende Kugelgeschwindigkeit maximal um etwa $1,5$ m/s bei $w = 13$ m/s bzw. um etwa $1,0$ m/s bei $w = 7$ m/s niedriger liegt als die nach der Theorie berechnete; das gilt unter der Voraussetzung, daß bei $s = 0$ die Kugelgeschwindigkeit bekannt ist (bei den Versuchen lag sie zwischen $v_0 = 2$ und 7 m/s, je nach Kugeldurchmesser und Fördergasgeschwindigkeit).

Wie aus Abb. 21 hervorgeht, ist es möglich, eine mit einer bestimmten Anfangsgeschwindigkeit v_0 nach unten fallende Kugel durch einen entsprechenden, entgegengesetzten Gasstrom zu bremsen. Um eine Kugelaustrittsgeschwindigkeit von 1 m/s nicht zu unterschreiten, damit ein sicheres Verlassen der Bremsstrecke mit der Länge s gewährleistet ist, wird eine Gasgeschwindigkeit von $w = 2,2$ m/s der Rechnung zugrunde gelegt. Es werden dieselben Kugeln wie bei Abb. 20 betrachtet. Als Werte für die Anfangsgeschwindigkeiten v_0 der Kugeln werden abgerundete Werte der Kugelendgeschwindigkeiten vom Fördern gewählt (vgl. Abb. 20); zu-

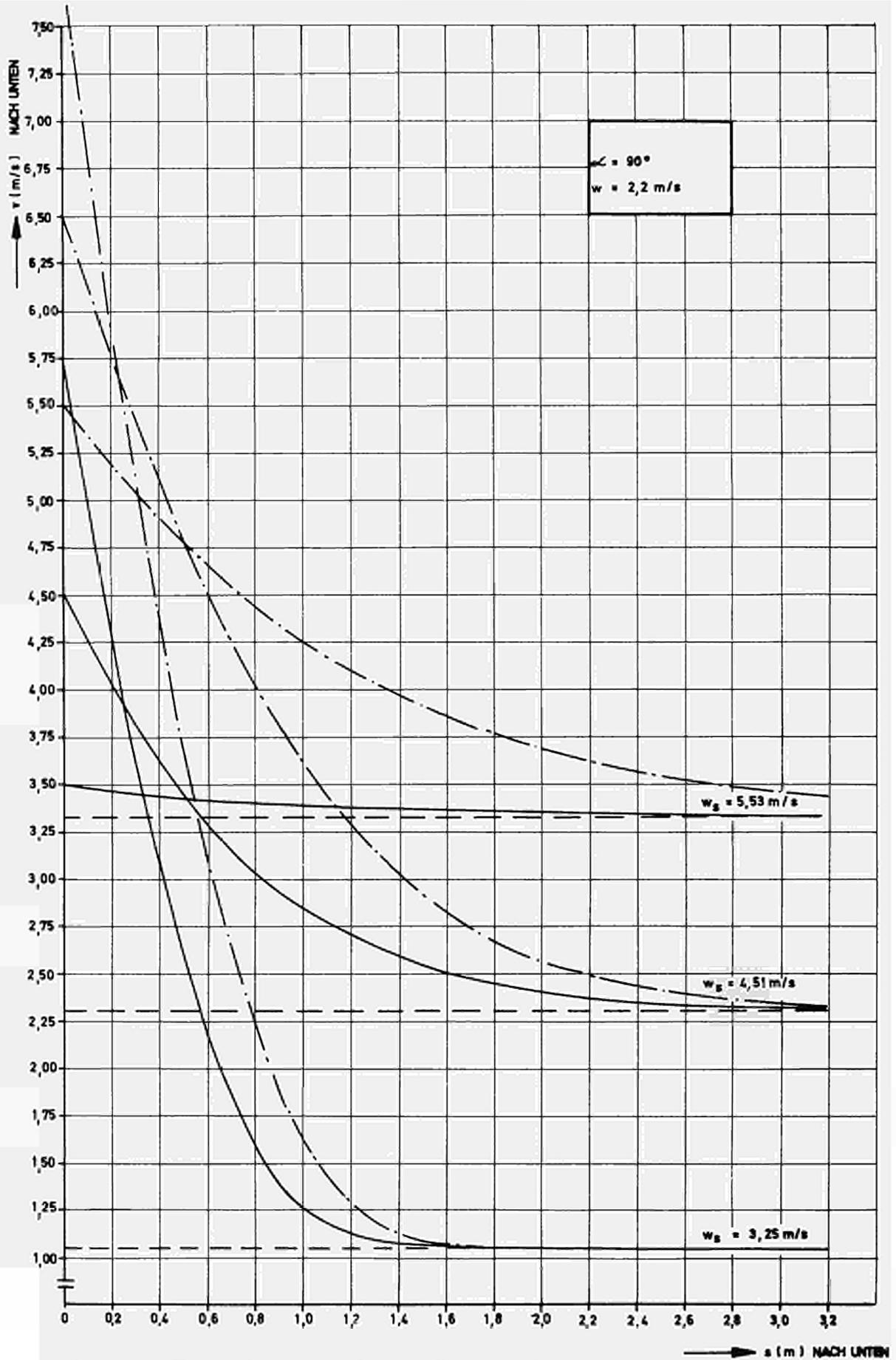


ABB. 21 : FUNKTION $v = f(s, w_g)$ BEI VERTIKALER KUGELBREMSUNG

sätzlich werden noch Anfangsgeschwindigkeiten untersucht, die um 2 m/s größer sind als diese abgerundeten Kugelendgeschwindigkeiten. Da die Kugeln nach unten fallen, müssen die Anfangsgeschwindigkeiten v_0 entsprechend der Vorzeichenvereinbarung in Kap. 5.1. mit negativem Vorzeichen in die Gl. (6.1) und (6.2) eingesetzt werden.

An Hand der in Abb. 21 wiedergegebenen Funktion $v = f(s)$ läßt sich feststellen, daß die Bremsung vornehmlich während des ersten Meters der Bremsstrecke erfolgt. Nach einer Bremsstreckenlänge von $s = 2$ m sind die Kugeln gut abgebremst und es besteht beispielsweise keine Veranlassung, die Bremsstrecke $s = 3$ m lang zu machen. Die gestrichelten Kurven $v = \text{const.}$ geben die theoretisch nach unendlich langer Bremsstrecke erreichbaren Kugelendgeschwindigkeiten an; diese Endwerte werden schon fast nach $s = 2$ m erreicht. Die Geschwindigkeitsverläufe für die höheren Kugelanfangsgeschwindigkeiten sind strichpunktiert in Abb. 21 dargestellt. Man erkennt, daß sich eine höhere Kugelanfangsgeschwindigkeit nicht nennenswert auf die Kugelendgeschwindigkeit auswirkt. Das ist auch erklärlich, denn mit größerer Anfangsgeschwindigkeit ist auch die Relativgeschwindigkeit zwischen Kugel und Bremsgasstrom und damit die Bremswirkung größer. Für die dargestellten Verhältnisse liegen die Bremszeiten für eine 2 m lange Bremsstrecke zwischen $t = 0,5$ s und $t = 1,5$ s, und zwar benötigt die Kugel mit dem größeren Durchmesser eine längere Zeit gegenüber der kleineren Kugel. Bei der Kugelförderung ist das genau umgekehrt. Jedoch wird gegenüber einer kleineren Kugel eine größere Kugel sowohl schneller und wirkungsvoller gefördert als auch abgebremst.

6.2. Das Rollen von Einzelkugeln im horizontalen Rohr

6.2.1. Aufstellen der theoretischen Bewegungsgleichungen

In einem horizontalen Rohr kann eine Kugel nur dann rollen bzw. sich bewegen, wenn mindestens entweder eine Gasströmung herrscht oder die Kugel eine Anfangsgeschwindigkeit besitzt. Im ersten Fall wird die Kugel vom Gasstrom beschleunigt, im zweiten Fall wird sie wegen ihres Strömungswiderstandes durch das als ruhend angenommene Gas gebremst. Mit der Bedingung $\alpha = 0^\circ$ bzw. $\sin \alpha = 0$ lassen sich für diese beiden Fälle die Bewegungsgleichungen leicht aus den Gl. (5.14) und (5.17) durch Grenzwertbildung gewinnen. Wird die Gl. (4.15) in die benötigten Grenzwerte eingesetzt, so erhält man (z.T. mit Hilfe von Reihenentwicklung):

1)

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} (w_s \cdot \frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)w_s} t) = w_{s,90} \lim_{\alpha \rightarrow 0} (\sqrt{\sin \alpha} \cdot \frac{g \sqrt{\sin \alpha}}{(1+\chi)w_{s,90}} t) = 0 \quad (6.3)$$

2)

$$\begin{aligned} \lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{1}{w_s} \cdot \frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)w_s} t \right) &= \frac{1}{w_{s,90}} \lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{1}{\sqrt{\sin \alpha}} \cdot \frac{g \sqrt{\sin \alpha}}{(1+\chi)w_{s,90}} t \right) \\ &= \frac{1}{w_{s,90}} \lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{\frac{g t}{(1+\chi)w_{s,90}} + \frac{1}{3!} \frac{g^3 \sin \alpha}{(1+\chi)^3 w_{s,90}^3} t^3 + \dots}{1 + \frac{1}{2!} \left(\frac{g \sqrt{\sin \alpha}}{(1+\chi)w_{s,90}} t \right)^2 + \dots} \right) \\ &= \frac{g t}{(1+\chi)w_{s,90}^2} \end{aligned} \quad (6.4)$$

3)

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)w_s} t \right) = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{g \sqrt{\sin \alpha}}{(1+\chi)w_{s,90}} t \right) = 1 \quad (6.5)$$

4)

$$\begin{aligned}
 \lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{1}{w_s} \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{g \sin \alpha}{(1+x)w_s} t \right) &= \frac{1}{w_{s,90}} \lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{1}{\sqrt{\sin \alpha}} \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{g \sqrt{\sin \alpha}}{(1+x)w_{s,90}} t \right) \\
 &= \frac{1}{w_{s,90}} \lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{g t}{(1+x)w_{s,90}} + \frac{1}{3!} \frac{g^3 \sin \alpha}{(1+x)^3 w_{s,90}^3} t^3 + \dots \right) \\
 &= \frac{g t}{(1+x)w_{s,90}^2} \tag{6.6}
 \end{aligned}$$

Mit den Grenzwerten nach Gl. (6.3) und (6.4) ergibt sich aus Gl. (5.14) die Kugelgeschwindigkeit zu

$$v(t) = w - \frac{w - v_0}{1 + \frac{(w-v_0) g t}{(1+x)w_{s,90}^2}} \tag{6.7}$$

Entsprechend folgt aus Gl. (5.17) mit Gl. (6.5) und (6.6) der Kugelrollweg:

$$s(t) = w \cdot t - \frac{(1+x)w_{s,90}^2}{g} \ln \left(1 + \frac{(w-v_0) g t}{(1+x)w_{s,90}^2} \right) \tag{6.8}$$

Das sind die Bewegungsgleichungen für das Rollen von Einzelkugeln in einem horizontalen Rohr. Die am Anfang dieses Kapitels erwähnten Bewegungsfälle mit Gasströmung oder Anfangsgeschwindigkeit lassen sich aus Gl. (6.7) und (6.8) ableiten, wenn man entweder $v_0 = 0$ oder $w = 0$ und v_0 mit negativem Vorzeichen (um die Wirkrichtung der Widerstandskraft nicht zu ändern) einsetzt. Im ersten Fall ergeben sich positive Werte für v und s , im zweiten Fall negative Werte. Beim horizontalen Rollen sind jedoch nur die Absolutwerte der Kugelgeschwindigkeiten und Rollwege interessant.

6.2.2. Graphische Darstellung und Kurvendiskussion

Die Gl. (6.7) und (6.8) sind für den ersten Fall mit Gasströmung in Abb. 22 graphisch dargestellt. Die Strömungsgeschwindigkeiten des Gases sind in Anlehnung an die Abb. 12 bis 14 gewählt worden, um die Ergebnisse besser vergleichen zu können. Die Kurvenverläufe von Abb. 22 sind den entsprechenden von Abb. 12 bis 14 ähnlich. Bei gleicher Gasgeschwindigkeit rollen die Kugeln im horizontalen Rohr schneller als dieselben im geneigten Rohr aufwärts, sie rollen aber langsamer als dieselben im geneigten Rohr abwärts. Mit zunehmender Gasgeschwindigkeit nimmt beim Rollen im horizontalen Rohr die Beschleunigung und die Kugelgeschwindigkeit zu. Die jeweiligen Endgeschwindigkeiten werden theoretisch erst nach unendlich langer Zeit erreicht und nehmen dann die Werte der entsprechenden Gasgeschwindigkeit an.

Bei einem Vergleich zwischen Kugeln mit unterschiedlichem Durchmesser (hier nicht graphisch dargestellt) stellt man fest, daß die größere Kugel besser beschleunigt wird und schneller rollt als die kleinere Kugel. Entsprechend sind auch bei der größeren Kugel die in gleicher Zeiteinheit zurückgelegten Rollwege größer und die Endgeschwindigkeiten praktisch eher erreicht als bei der kleineren.

Der Fall, bei dem kein Gas strömt, aber die Kugeln eine Anfangsgeschwindigkeit v_0 besitzen, ist in Abb. 23 graphisch wiedergegeben. Während bei den bisher untersuchten Kugelbewegungen die Kugeln beschleunigt wurden, werden jetzt dagegen die Kugeln wegen ihres Strömungswiderstandes gebremst. Dementsprechend sehen auch die Kurvenverläufe anders aus. Bei der Funktion $s = f(t)$ werden mit zunehmender Rollzeit die Kurvensteigungen geringer, was einem Abfall der Kurven bei der Funktion $v = f(t)$ entspricht. In Abb. 23 ist ein Bereich der Anfangsgeschwindigkeit v_0 von 1 bis 13 m/s erfaßt. Bei gleichen Rollzeiten sind mit zunehmender Anfangsgeschwindigkeit auch die Rollwege länger und die Rollgeschwindigkeiten größer. Aber schon nach etwa $t=8$ s liegen bei der Kugel mit $d_K = 58$ mm die Kugelgeschwindigkeiten

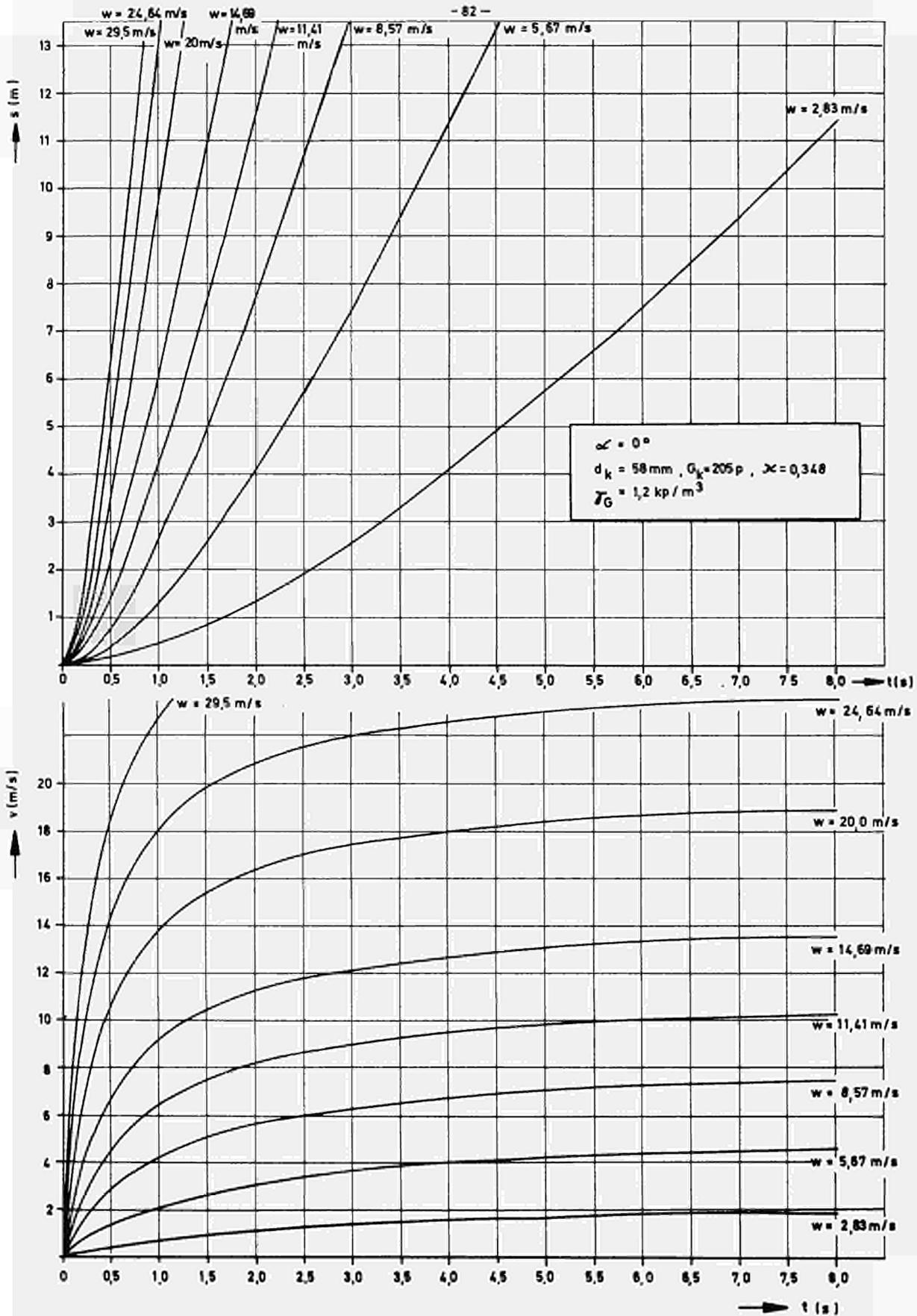


ABB. 22 : FUNKTION $s, v = f(t, w)$ BEIM HORIZONTALEN KUGELROLLEN

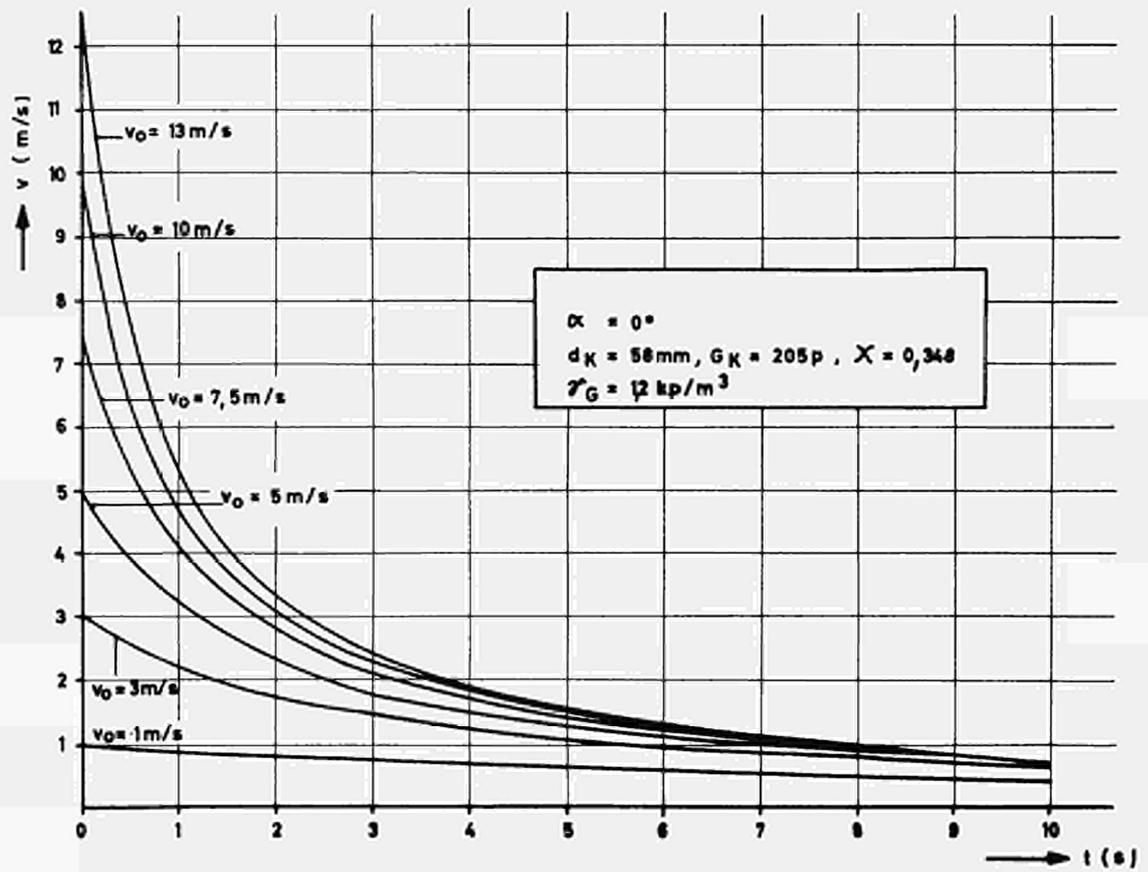
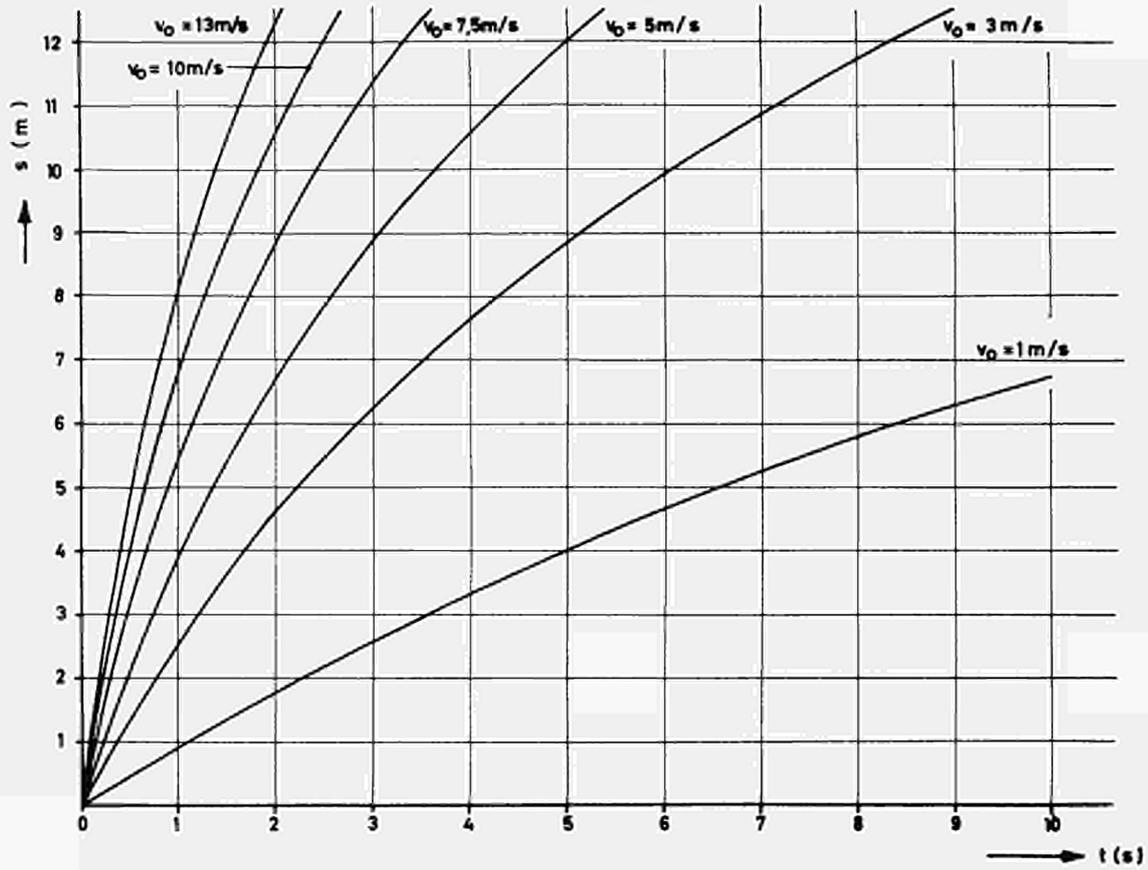


ABB. 23: FUNKTION $s, v = f(t, v_0)$ BEIM HORIZONTAL EN KUGELROLLEN

unabhängig von der Anfangsgeschwindigkeit unter $v = 1 \text{ m/s}$. Mit zunehmender Rollzeit werden die Unterschiede zwischen den Kugelgeschwindigkeiten aufgrund der unterschiedlichen Anfangsgeschwindigkeiten geringer. Im Grenzfall für $t \rightarrow \infty$ geht $v \rightarrow 0$ für alle v_0 ; das gilt theoretisch für alle Kugeln, die vom Durchmesser her gesehen, in das Rohr hineinpassen. Eine größere Kugel wird allerdings schneller gebremst und legt praktisch nur kürzere Rollwege zurück als eine kleinere Kugel.

6.3. Das Rollen und Gleiten von Einzelkugeln auf einer schiefen Ebene

6.3.1. Theoretische Bewegungsgleichungen für das Rollen mit Strömungswiderstand

Beim Rollen einer Kugel auf einer schiefen Ebene, d.h. in einem unendlich ausgedehnten Raum ohne Begrenzungswände, ergibt sich mit $d_R \rightarrow \infty$ (d.h. $D^* = 0$) aus Gl. (4.13) der Widerstandsbeiwert einer frei angeströmten Kugel ($\gamma = 0,47$). Aus Gl. (4.12) erhält man für den vorliegenden Fall eine Schwebegeschwindigkeit, die größer ist als beim Kugelrollen in einem Rohr.

Unter der Annahme, daß keine Gasströmung (d.h. $w = 0$) herrscht und die Kugel keine Anfangsgeschwindigkeit (d.h. $v_0 = 0$) besitzt, ergibt sich aus Gl. (5.14) und (5.17) für die Kugelgeschwindigkeit

$$v(t) = -w_s \cdot \ln \frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)w_s} t \quad (6.9)$$

und für den Rollweg

$$s(t) = \frac{-(1+\chi)w_s^2}{g \sin \alpha} \ln \frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)w_s} t \quad (6.10)$$

Das negative Vorzeichen in den Gl.(6.9) und (6.10) deutet vereinbarungsgemäß an, daß die Kugel nach unten rollt.

In den Gleichungen ist auch für $\alpha = 90^\circ$ und $\chi = 0$ der freie Fall mit Strömungswiderstand enthalten (vgl. [114], S. 254).

6.3.2. Theoretische Bewegungsgleichungen für das Rollen ohne Strömungswiderstand

Bei Vernachlässigung des Strömungswiderstandes, wenn man also $\psi = 0$ bzw. $\gamma^* = 0$ setzt, nimmt die Schwebegeschwindigkeit nach Gl. (4.12) einen unendlichen großen Wert an. Zum Einsetzen der Grenzbedingung $w_s \rightarrow \infty$ sind die Gl. (6.9) und (6.10) ungeeignet. Mit Hilfe einer Reihenentwicklung für den hyperbolischen Tangens muß die Gl. (6.9) umgeformt werden. Zur Abkürzung soll gesetzt werden

$$Y = \frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)} t \quad (6.11)$$

so daß man für Gl. (6.9) schreiben kann

$$v(t) = -w_s \cdot \operatorname{tanh} \frac{Y}{w_s} = -w_s \cdot \frac{\frac{Y}{w_s} + \frac{Y^3}{3!w_s^3} + \frac{Y^5}{5!w_s^5} + \frac{Y^7}{7!w_s^7} + \dots}{1 + \frac{Y^2}{2!w_s^2} + \frac{Y^4}{4!w_s^4} + \frac{Y^6}{6!w_s^6} + \dots} \quad (6.12)$$

Für den Grenzwert $w_s \rightarrow \infty$ erhält man aus Gl. (6.12) mit (6.11)

$$\lim_{w_s \rightarrow \infty} v(t) = -Y$$

$$\text{d.h. } v(t) = -\frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)} t \quad (6.13)$$

Die Gl. (6.10) läßt sich ebenfalls durch Reihenentwicklungen für den hyperbolischen Kosinus und den natürlichen Logarithmus entsprechend umformen. Durch die Grenzwertbildung $w_s \rightarrow \infty$ ergibt sich der gesuchte Rollweg zu

$$s(t) = -\frac{1}{2} \frac{g \sin \alpha}{(1+\chi)} t^2 \quad (6.14)$$

Die Gl. (6.13) und (6.14) sind für den vorliegenden Bewegungsfall unter Beachtung der Vorzeichen-Festlegung schon in [114]/S.265 angegeben.

6.3.3. Theoretische Bewegungsgleichungen für das reibungsfreie Gleiten (ohne Strömungswiderstand)

Gleitet eine Kugel auf einer schiefen Ebene, weil keine Reibung vorhanden ist, so bewegt sie sich ohne Rotation. Für die Rotation ist das Trägheitsmoment maßgebend, das also im vorliegenden Fall den Wert Null haben muß. Die dimensionslose Größe χ besitzt dann nach Definition (vgl. Gl. (5.8)) auch den Wert Null. Aus Gl. (6.13) und (6.14) ergeben sich mit $\chi = 0$ folgende Formeln:

$$v(t) = - g t \sin \alpha \quad (6.15)$$

$$s(t) = - \frac{1}{2} g t^2 \sin \alpha \quad (6.16)$$

Für $\alpha = 90^\circ$ ist in diesen Gleichungen unter Beachtung der Vorzeichenvereinbarung der freie Fall ohne Strömungswiderstand enthalten (vgl. [114] S. 214).

6.3.4. Graphische Darstellung und Kurvendiskussion

Die vereinfachten, theoretischen Gleichungen vom Kap. 6.3.1. bis 6.3.3. sind in Abb. 24 gemeinsam mit Ergebnissen für das Rollen in offenen und geschlossenen Rohren graphisch wiedergegeben. Die Funktionen $s = f(t)$ und $v = f(t)$ sind für die Parameter $\alpha = 5^\circ$, $d_K = 62 \text{ mm}$ und $\gamma_G = 1,2 \text{ kp/m}^3$ dargestellt.

Beim reibungsfreien Gleiten bewegt sich die Kugel im Vergleich zu den anderen Fällen mit der größten Geschwindigkeit und zwar nimmt diese mit der Rollzeit linear zu. Der Kugelrollweg steigt dagegen mit der Rollzeit quadratisch an. Die Funktionen $v = f(t)$ und $s = f(t)$ nach Gl. (6.15) und (6.16) sind unabhängig von Körperform, -größe und -gewicht und allein abhängig vom Neigungswinkel.

Beim Rollen ohne Strömungswiderstand (Parameter: $w_s = \infty$) geht die Körperform durch das Trägheitsmoment (in χ enthalten) in die Bewegungsgleichungen nach Gl. (6.13) und (6.14) ein. Kugelgröße und -gewicht sind dagegen unwesentlich. Die Kugelrollge-

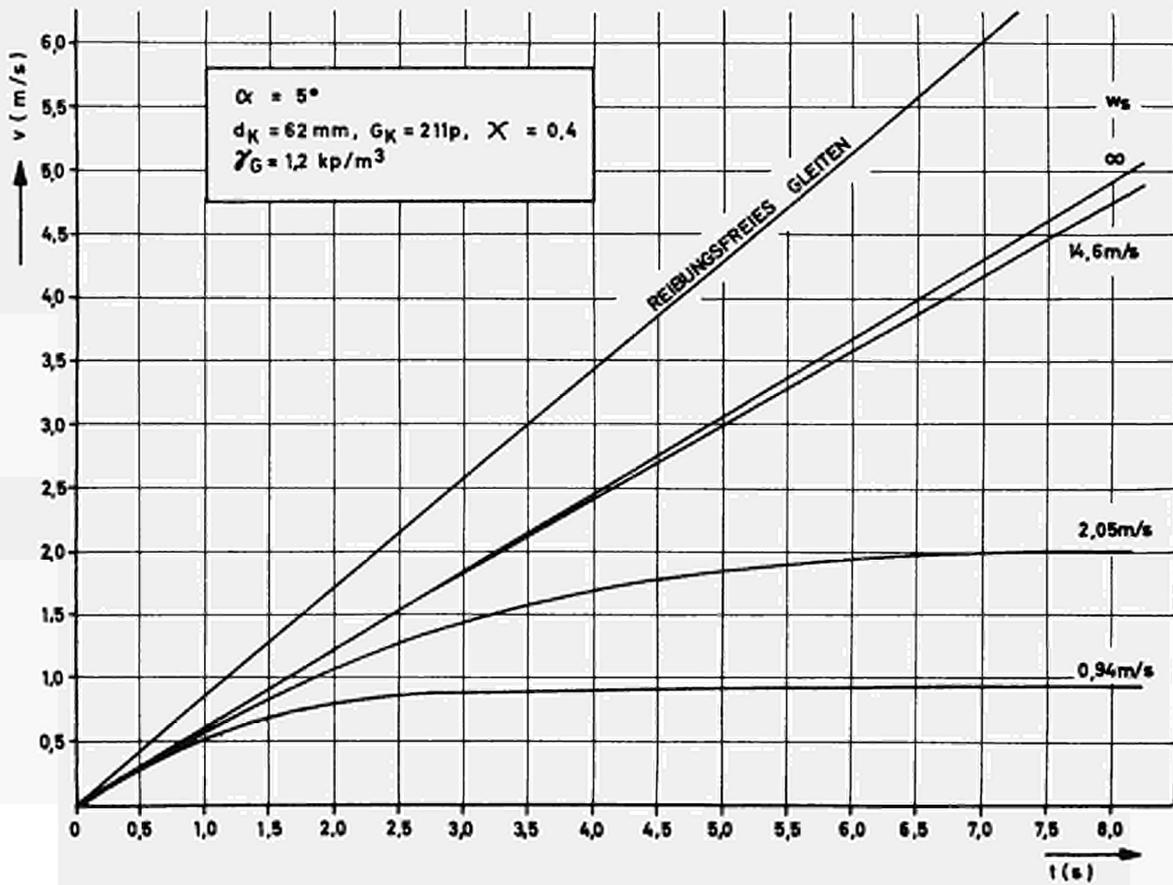
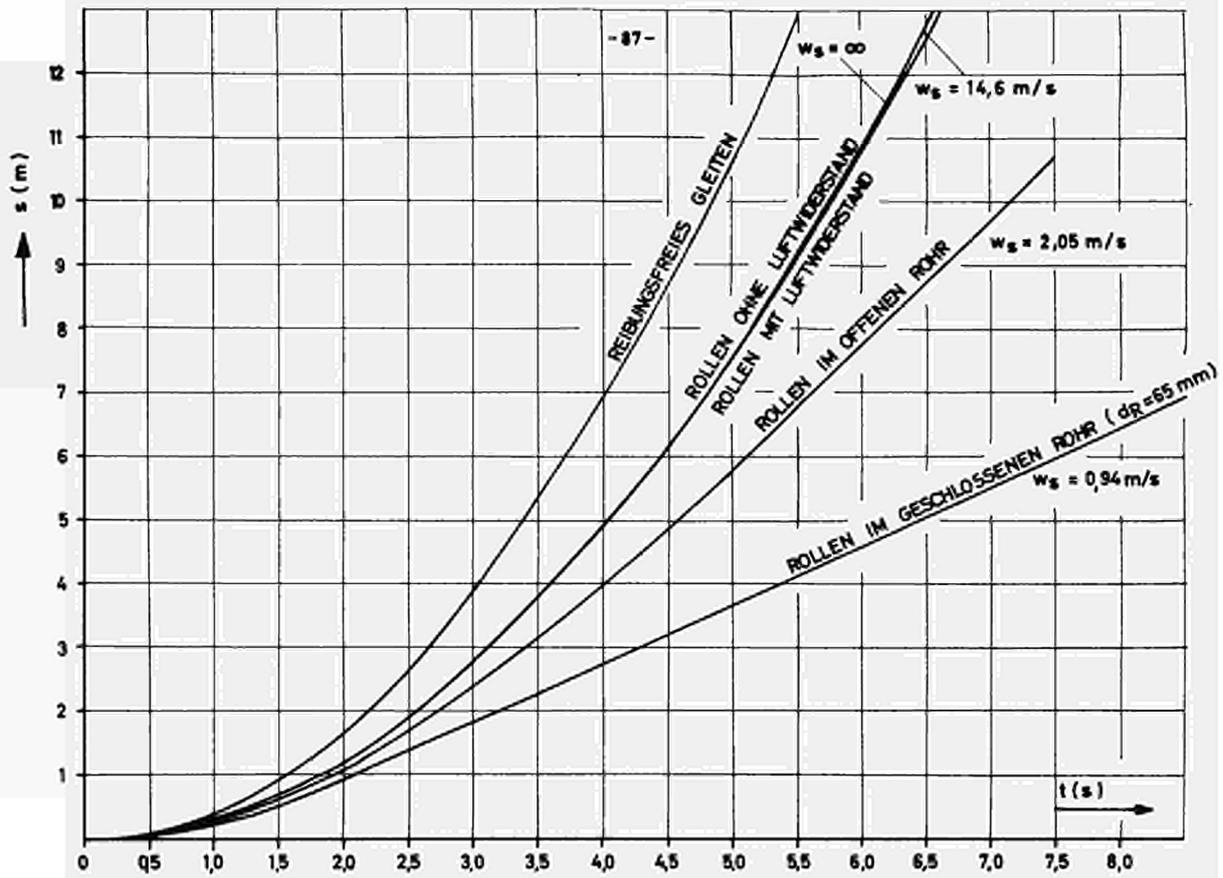


ABB. 24: FUNKTION $s, v = f(t, w_s)$

schwindigkeit nimmt wie beim reibungsfreien Gleiten mit der Rollzeit linear zu, jedoch nicht so stark. Dementsprechend ist auch der in der gleichen Zeit zurückgelegte Rollweg kürzer. Er nimmt ebenfalls mit der Zeit quadratisch zu.

Wird der Strömungswiderstand beim Rollen einer Kugel auf der schiefen Ebene nicht vernachlässigt (vgl. Gl. (6.9) und (6.10)), so zeigt sich, daß die Kugelgeschwindigkeit im betrachteten Bereich nur geringfügig kleiner ist als beim Rollen ohne Strömungswiderstand. Die Kurvenverläufe haben jedoch unterschiedlichen Charakter. Die Funktion $v = f(t)$ ist keine Gerade, sondern sie biegt unterhalb der Geraden für $w_s = \infty$ nach unten hin ab. Sie nähert sich asymptotisch der Kugelendgeschwindigkeit, die betragsmäßig mit der Schwebegeschwindigkeit übereinstimmt. Im vorliegenden Beispiel mit einer homogenen Kugel von $d_K = 62$ mm und $G_K = 211$ p und bei Luft mit $\gamma_G = 1,2$ kp/m³ ergibt sich die Schwebegeschwindigkeit zu $w_s = 14,6$ m/s.

Mit der nächst kleineren Geschwindigkeit rollt eine Kugel in einem an den Enden offenen Rohr. Hier wird die Endgeschwindigkeit $v_e \hat{=} w_s$ schon innerhalb des betrachteten Bereiches erreicht. Die Schwebegeschwindigkeit w_s ergibt sich für die oben angegebenen Verhältnisse (zuzüglich Rohrdurchmesser $d_R = 65$ mm) empirisch zu $w_s = 2,05$ m/s. Zur Lage dieser aus Versuchen ermittelten Kurve ist noch folgendes zu sagen. Sie liegt zwischen der Kurve mit $w_s = 14,6$ m/s und der mit $w_s = 0,94$ m/s. An welcher dieser beiden Kurven die Kurve für das Rollen im offenen Rohr näher liegt, hängt von der Rohrlänge des offenen Rohres und vom Rohrdurchmesser ab. Die Kurve für ein unendlich langes, offenes Rohr müßte sich mit der Kurve für das Rollen im geschlossenen Rohr decken, während die Kurve für ein offenes Rohr mit der Länge Null mit der Kurve für das Rollen mit Luftwiderstand übereinstimmen müßte. Die vorliegende Kurve für das Rollen im offenen Rohr wurde bei einem Rohrdurchmesser von $d_R = 65$ mm und bei einer Rohrlänge von 12 m ermittelt.

Die kleinsten Geschwindigkeiten besitzen die Kugeln, die in einem schrägen geschlossenen Rohr nach unten rollen (vgl. Abb. 24). Die Endgeschwindigkeit $v_e \hat{=} w_s$ wird bei Verwendung des gleichen Rohrdurchmessers praktisch früher erreicht als beim offenen Rohr. Mit $w_s = 0,94 \text{ m/s}$ nach Gl. (4.12) ist auch die Schwebegeschwindigkeit von allen hier betrachteten Fällen am kleinsten.

7. Der Grenzwinkel für das reine Rollen
=====

7.1. Aufstellen der theoretischen Gleichungen

Für den Neigungswinkel, bei dem das reine Rollen in Gleiten übergeht, wird nachfolgend eine Gleichung abgeleitet. Zur Bestimmung dieses sog. Grenzwinkels muß eine weitere Kraft eingeführt werden und zwar die Normalkraft N , die senkrecht zur Reibungskraft R auf den Kugelmittelpunkt hin gerichtet ist (vgl. Abb. 8 und 9); sie hat (entsprechend der Gewichtskomponente) die Größe

$$N = m_K g \cos \alpha \quad (7.1)$$

Für die Reibungskraft gilt Gl. (5.7), für die man mit Gl. (5.8), (5.10) und (5.1) auch schreiben kann

$$R = \frac{-\chi}{1+\chi} m_K g \sin \alpha \left(\frac{w_{rel}^2}{w_s^2} - 1 \right) \quad (7.2)$$

Die Gl. (7.2.) gilt für den Fall mit Gasstrom nach oben allgemein (Fall 1a) und 1b) vom Kap. 5.1.) sowie mit Gasstrom nach unten, wenn $v \geq w$ ist (Fall 2b) vom Kap. 5.1.). Für den Fall mit Gasstrom nach unten bei $v \leq w$ (Fall 2a) vom Kap. 5.1.) gilt folgende Gleichung für die Reibungskraft (an Stelle von Gl. (5.10) muß Gl. (5.26) eingesetzt werden):

$$R = \frac{-\chi}{1+\chi} m_K g \sin \alpha \left(\frac{w_{rel}^2}{w_s^2} + 1 \right) \quad (7.3)$$

Das Haftreibungsgesetz liefert mit Gl. (7.1) die Bedingung des reinen Rollens:

$$|R| \leq \mu_0 N = \mu_0 m_K g \cos \alpha \quad (7.4)$$

Darin bedeutet μ_0 die dimensionslose Haftreibungszahl, die hauptsächlich vom Material der sich berührenden Körper abhängt. Aus Gl. (7.2), (7.3) und (7.4) ergibt sich

$$\operatorname{tg} \alpha \left(\frac{w_{rel}^2}{w_s^2} \mp 1 \right) \leq \mu_0 \left(1 + \frac{1}{\chi} \right) \quad (7.5)$$

und zusätzlich mit Gl. (4.15)

$$\frac{\frac{w_{rel}^2}{2} \mp \sin \alpha}{w_{s,90} \cos \alpha} \leq \sqrt{u_0} \left(1 + \frac{1}{\chi} \right) \quad (7.6)$$

oder anders geschrieben:

$$w_{rel} \leq w_{s,90} \cdot \sqrt{u_0 \left(1 + \frac{1}{\chi} \right) \cos \alpha \mp \sin \alpha} \quad (7.7)$$

Den Grenz-Neigungswinkel α_{gr} , bei dem das reine Rollen in Gleiten übergeht, erhält man aus der Bedingung nach Gl. (7.6), wenn nur das Gleichheitszeichen geschrieben wird:

$$\frac{\frac{w_{rel}^2}{2} \mp \sin \alpha_{gr}}{w_{s,90} \cos \alpha_{gr}} = \sqrt{u_0} \left(1 + \frac{1}{\chi} \right) \quad (7.8)$$

mit - für Gas nach unten bei $v \geq w$ sowie Gas nach oben und mit + für Gas nach unten bei $v \leq w$.

Für die Kugelbewegung in einem horizontalen Rohr gibt es ebenfalls eine Grenzbedingung, bei der das Rollen in Gleiten übergeht. Man erhält sie aus Gl. (7.7), wenn $\alpha = 0^\circ$ gesetzt wird:

$$w_{rel} \leq w_{s,90} \cdot \sqrt{u_0 \left(1 + \frac{1}{\chi} \right)} \quad (7.9)$$

d.h. die Relativgeschwindigkeit darf einen bestimmten Wert nicht überschreiten.

7.2. Graphische Darstellung und Kurvendiskussion

Für eine Haftreibungszahl von beispielsweise $\mu_0 \approx 0,18$ zwischen Graphit und Stahl in Luftatmosphäre und für homogene Kugeln mit $\chi = 0,4$ ist die Gl. (7.7) in Form der Funktion $\alpha_{gr} = f(w_{rel})$ mit $w_{s,90}$ als Parameter in Abb. 25 graphisch dargestellt. Die durchgezogenen Kurven ergeben sich mit dem Minuszeichen von Gl. (7.7), die gestrichelten Kurven mit dem Pluszeichen.

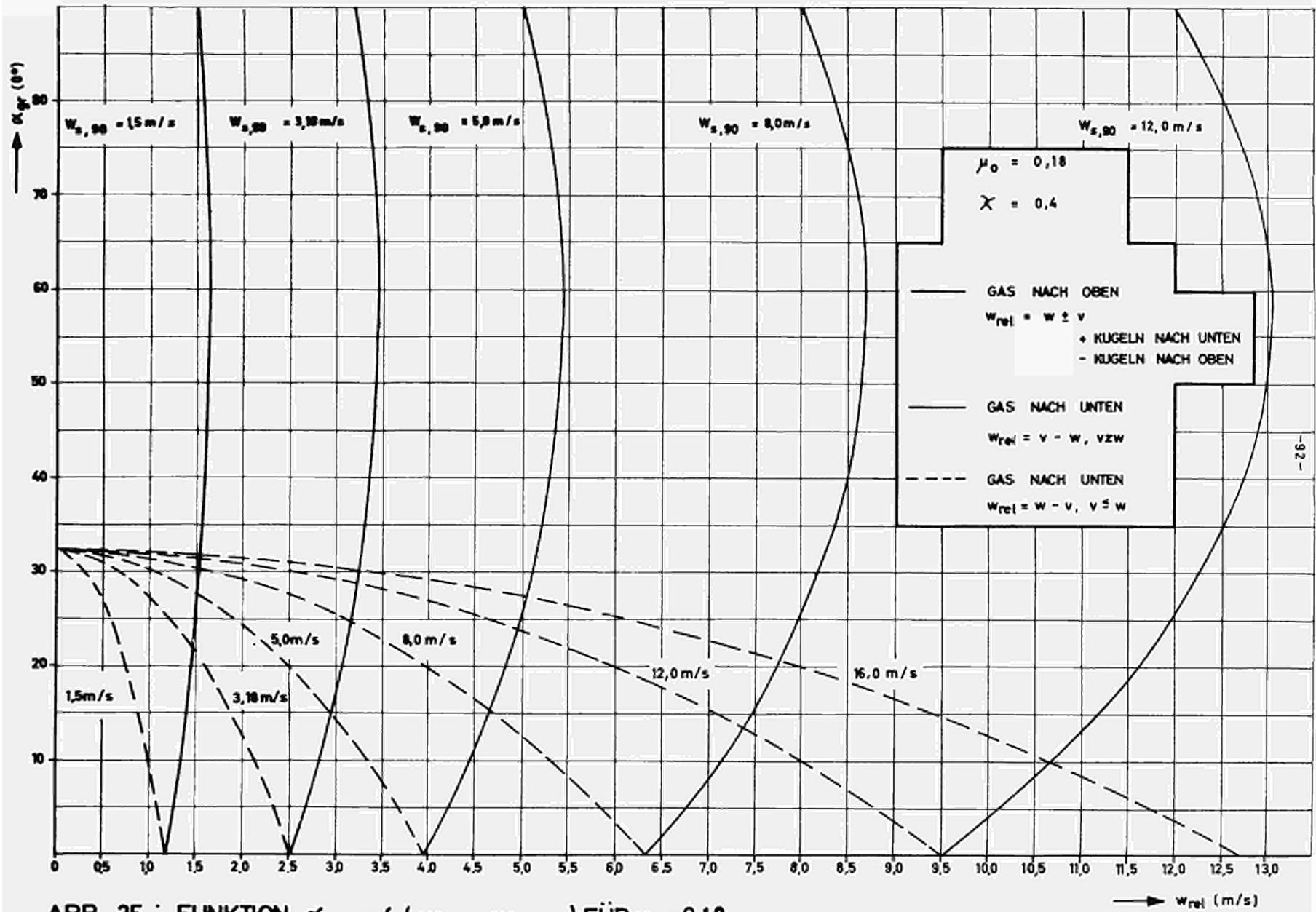


ABB. 25 : FUNKTION $\alpha_{gr} = f (w_{rel} , w_{s,90})$ FÜR $\mu_o = 0,18$

Im ersten Fall, bei dem entweder das Gas nach oben strömt (mit $w_{rel} = w \pm v$) oder nach unten strömt (mit $w_{rel} = v-w, v \geq w$), überstreichen die Kurven den Bereich des Grenzwinkels von $\alpha_{gr} = 0^\circ$ bis 90° . Die Kurven haben, bezogen auf die Relativgeschwindigkeit einen Extremwert bei einem Grenzwinkel von etwa $\alpha_{gr} = 60^\circ$. Bei einem Grenzwinkel von $\alpha_{gr} = 90^\circ$ und von etwa $\alpha_{gr} = 25^\circ$ nimmt die Relativgeschwindigkeit den Wert von $w_{s,90}$ an. Jedem Neigungswinkel ist bei einer bestimmten Kugel (charakterisiert durch $w_{s,90}$) eine Relativgeschwindigkeit zuzuordnen, die nicht überschritten werden darf, wenn ein Gleiten verhindert werden soll.

Im zweiten Fall, der bei einer Gasströmung nach unten bei Rollbeginn (bei $v \leq w$), d.h. während der ersten Beschleunigungsphase, gilt, kann der Grenzwinkel nie größer werden als $\alpha_{gr} = 32,2^\circ$, um keine imaginären Relativgeschwindigkeiten zu erhalten. Das läßt sich am besten an Hand von Gl. (7.7) erkennen, wenn nur das für den vorliegenden Fall gültige Minuszeichen in Gl. (7.7) betrachtet wird. Man ersieht aus Abb. 25, daß die Kurven für $w_{s,90} = \text{const.}$ mit größer werdender Relativgeschwindigkeit zu kleineren Grenzwinkeln gehen. Für den Grenzwinkel ist also die größte Relativgeschwindigkeit maßgebend, die bei Rollbeginn ($v = 0$) auftritt und den Wert der Gasgeschwindigkeit w annimmt. Bei den Kugelrollversuchen wurden die den Neigungswinkeln zuzuordnenden Relativgeschwindigkeiten z.T. überschritten (vgl. Kap. 5.6.), so daß die Kugeln zumindest bei Beginn ihrer Bewegung nicht gerollt sondern geglitten sein müssen. Der Unterschied in den von den Kugeln zurückgelegten Wegen und in den Kugelgeschwindigkeiten kann aber zwischen Rollen und Gleiten nicht so groß sein; denn an Hand der Rechen- und Versuchsergebnisse ist kein prägnanter Unterschied festzustellen. Bei einem Neigungswinkel von $\alpha > 32,2^\circ$ tritt unabhängig von der Relativgeschwindigkeit immer ein Gleiten der Kugeln auf.

Mit Hilfe der Gl. (7.9) mit Gleichheitszeichen ergeben sich die Werte der Relativgeschwindigkeiten w_{rel} auf der Abszisse $\alpha_{gr} = 0^\circ$ in Abb. 25.

8. Anhang: Das Trägheitsmoment einer inhomogenen Kugel
mit graphischer Darstellung

Die Brennelemente vom THTR werden mit bestimmten Maß- und Gewichtstoleranzen hergestellt. Außerdem unterliegen die mit Spalt- und Brutstoffen versehenen Graphitkugeln durch Temperatureinfluß und Neutronenstrahlung während des Reaktorbetriebes sowohl Dehnungs- als auch Schrumpfprozessen. Dazu kommt noch im Reaktorkern und in der Beschickungsanlage ein gewisser Graphitabrieb der Kugeln während ihrer Lebensdauer. Um das bei den Versuchen simulieren zu können, wurde außer dem Durchmesser auch das Gewicht der Kugeln variiert. Das Kugelgewicht konnte dadurch geändert werden, daß hohle Graphitkugeln mit mehr oder weniger großen Stahlkernen versehen wurden. Für diese inhomogenen Kugeln wird nachfolgend das für das Rollen wichtige Trägheitsmoment bestimmt.

Das Massenträgheitsmoment Θ einer Kugel, die aus zwei Schichten mit den Dichten ρ_i und ρ_a besteht, erhält man aus der Gleichung (vgl. [114/S. 230])

$$3 \Theta = 2 \int r^2 \cdot 4 \pi r^2 dr \rho \quad (8.1)$$

wobei das Integral für die innere Schicht vom Radius $r = 0$ bis $r = r_i$ zu nehmen ist und für die äußere Schicht von $r = r_i$ bis $r = r_a$; dementsprechend sind auch die Dichten einzusetzen. Somit läßt sich schreiben

$$3 \Theta = 8 \pi \left(\rho_i \int_0^{r_i} r^4 dr + \rho_a \int_{r_i}^{r_a} r^4 dr \right) \quad (8.2)$$

und nach Integration

$$\Theta = \frac{8}{15} \pi \left[\rho_i r_i^5 + \rho_a (r_a^5 - r_i^5) \right] \quad (8.3)$$

Aus Gl. (5.8) ergibt sich die dimensionslose Größe χ zu

$$\chi = \frac{\Theta}{m_K (d_K/2)^2} \quad (8.4)$$

bzw. mit

$$m_K = m_i + m_a = \frac{4}{3} \pi \left[\rho_i r_i^3 + \rho_a (r_a^3 - r_i^3) \right] \quad (8.5)$$

und

$$d_K/2 = r_a \quad (8.6)$$

sowie Gl. (8.3) zu

$$\chi = \frac{2}{5} \frac{\rho_i r_i^5 + \rho_a (r_a^5 - r_i^5)}{r_a^2 \left[\rho_i r_i^3 + \rho_a (r_a^3 - r_i^3) \right]} \quad (8.7)$$

Setzt man zur Abkürzung die dimensionslosen Größen

$$\rho^* = \frac{\rho_i}{\rho_a} \quad (8.8)$$

und

$$r^* = \frac{r_i}{r_a} \quad (8.9)$$

in die Gl. (8.7) ein, dann lautet der gesuchte Faktor χ für eine homogene Kugel:

$$\chi = \frac{2}{5} \cdot \frac{r^{*5}(\rho^* - 1) + 1}{r^{*3}(\rho^* - 1) + 1} \quad (8.10)$$

Für eine homogene Kugel, d.h. $\rho_i = \rho_a$ oder $r_i = r_a$, folgt aus Gl. (8.10):

$$\chi = \frac{2}{5} = 0,4 \quad (\text{vgl. } \sqrt{114}/S. 265).$$

Die Funktion $\chi = f(r^*, \rho^*)$ nach Gl. (8.10) ist in Abb. 26 graphisch dargestellt. Man erkennt, daß die Kurven für $\rho^* = \text{const.}$ Extremwerte haben, die sich aus $d\chi/dr^* = 0$ ermitteln lassen. Die Extremwerte χ_{ex} liegen auf der Kurve

$$\chi_{\text{ex}} = \frac{2}{3} r^{*2} \quad (8.11)$$

Für die bei den Versuchen verwendeten inhomogenen Kugeln (mit Stahlkern und Graphithülle) beträgt das Dichteverhältnis $\rho^* = 7,8 / 1,7 = 4,6$. Dafür ist in Abb. 26 eine Kurve angegeben. Der Extremwert dieser Kurve liegt um etwa 29 % unterhalb der Kurve für eine homogene Kugel. Die Inhomogenität der Kugeln darf also beim Trägheitsmoment nicht ohne weiteres vernachlässigt werden.

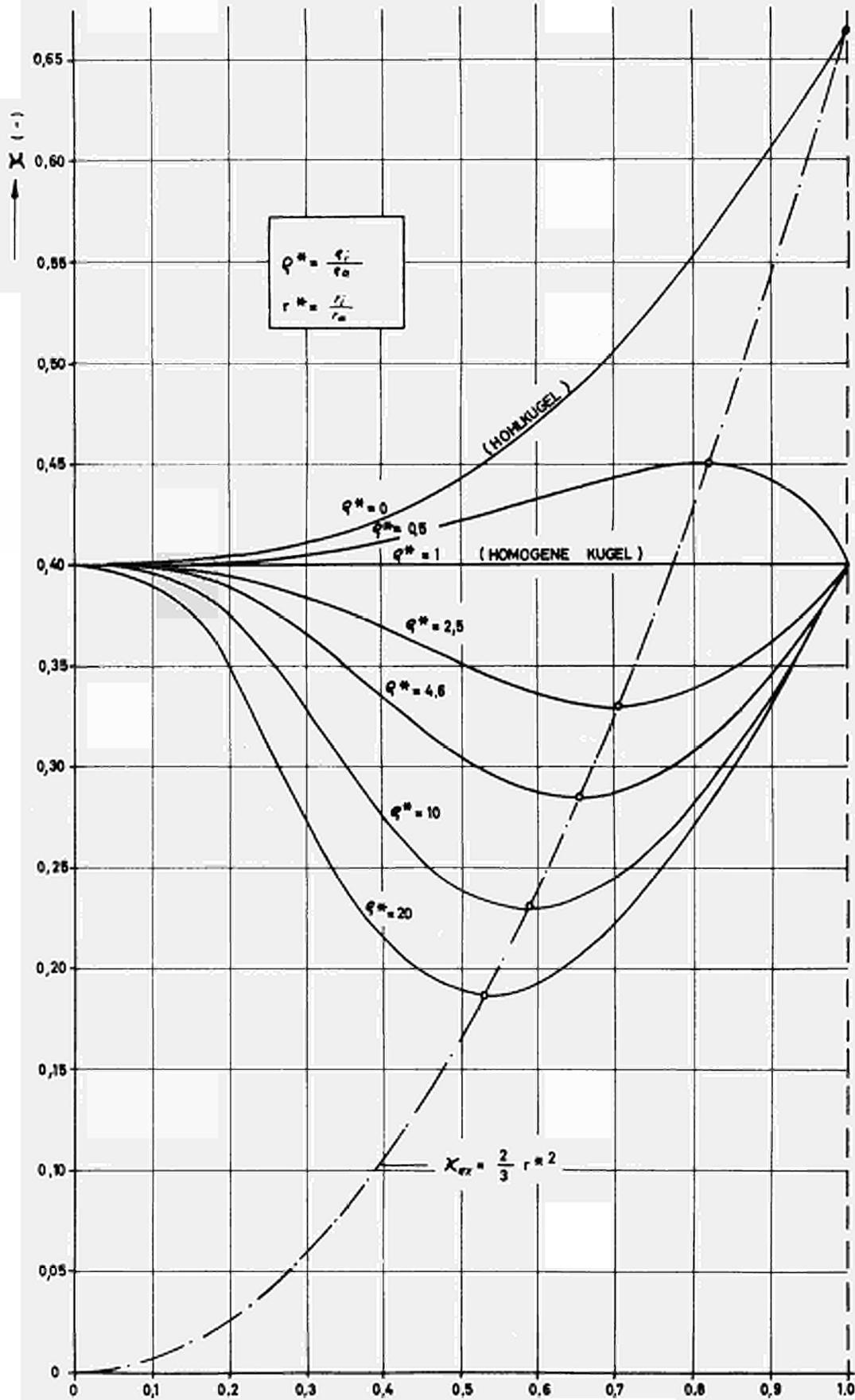


ABB. 26 : FUNKTION $X = f(r^*, s^*)$

$r^* (-)$

9. Zusammenfassung
=====

In Hinblick auf die Förderung der Brennelemente in der Beschickungsanlage vom Kugelhaufen-THTR (Thoriumhochtemperaturreaktor) wird die Bewegung von Einzelkugeln in Rohrleitungen theoretisch untersucht und, soweit vorhanden, mit Versuchsergebnissen verglichen.

Nach einer Übersicht über die grundlegenden Eigenschaften und Vorteile eines Kugelhaufenreaktors wird die Wahl der pneumatischen Förderung der Brennelemente begründet. Anschließend erfolgt eine Beschreibung der Beschickungsanlage vom Kugelhaufen-THTR. Die Beschreibung dient vor allem dazu, die anschließende mathematische Beschreibung der Kugelbewegung in Rohren praxisnahe zu sehen.

Da die Schwebegeschwindigkeit eine wichtige und grundlegende Größe bei der pneumatischen Förderung ist und sie bisher nur von frei angeströmten Kugeln veröffentlicht wurde, wird mit Hilfe des Impulssatzes eine theoretische Gleichung für die Schwebegeschwindigkeit von Kugeln in einem Rohr abgeleitet, die sowohl für geneigte als auch für vertikale Rohre gilt. Ein Vergleich mit einigen Versuchsergebnissen bei einem Rohrdurchmesser von 65 mm zeigt, daß die experimentellen Schwebegeschwindigkeiten für Kugeldurchmesser größer als 20 mm maximal nur um 10 % niedriger sind als die nach der Theorie errechneten. Neben den Schwebegeschwindigkeiten werden auch die Widerstandsbeiwerte von Kugeln in einem Rohr graphisch dargestellt. Die dimensionslos gemachte Schwebegeschwindigkeit wird in Form der Froudeschen Zahl angegeben und an Hand eines Diagrammes diskutiert.

Anschließend werden aus dem Newtonschen Grundgesetz theoretische Gleichungen aufgestellt, die die zeitliche Änderung der Kugelgeschwindigkeit und des von der Kugel zurückgelegten Rollweges in einem schrägen Rohr mit Gasströmung von oben oder unten angeben. Ein Vergleich an Hand von Diagrammen mit einigen Versuchsergeb-

nissen bei einem Rohrdurchmesser von 65 mm und bei Kugeldurchmesser von 58 bis 62 mm zeigt, daß die experimentellen Werte in einem weiten Geschwindigkeitsbereich der Gasströmung von der Theorie gut wiedergegeben werden. Für die praktische Anwendung der abgeleiteten Bewegungsgleichungen werden zwei Beispiele angeführt: Das Kugelrollen durch den Meßreaktor und das Fallen einer Kugel im Reaktorcore.

Durch entsprechende Vereinfachung der Bewegungsgleichungen gewinnt man Aussagen über das Fördern und Bremsen von Einzelkugeln in vertikalen Rohrleitungen und über das Kugelrollen im horizontalen Rohr. Für die Diskussion der erhaltenen Funktionen sind graphische Darstellungen hinzugefügt. Es werden verschiedene Grenzfälle untersucht und graphisch wiedergegeben, so das Rollen mit und ohne Strömungswiderstand und das reibungsfreie Gleiten auf einer schiefen Ebene.

Für den Grenzneigungswinkel, bei dem das reine Rollen in Gleiten übergeht, wird eine Gleichung abgeleitet und diese in einem Diagramm dargestellt. Abschließend erfolgt im Anhang die Ableitung einer Gleichung für das Trägheitsmoment einer inhomogenen Kugel.

10. Literaturhinweise

=====

- [1] Hecker, R. Der kontinuierlich beschickte Hochtemperatur-Reaktor mit kugelförmigen Brennelementen Energie 20 (1968), 73-78
- [2] Ehlers, K. und Marnet, C. Die Brennelemente Atomwirtschaft 11 (1966), 237-239
- [3] Schulden, R. et al. Der Hochtemperaturreaktor von BBC/Krupp Atomwirtschaft 4 (1959), 377-384
- [4] Schulden, R. et al. Physik des BBC-Krupp-Hochtemperaturreaktors Nukleonik 1 (1959), 277-286
- [5] Knüfer, H. Maschinenbauliche Probleme beim AVR-Hochtemperaturreaktor Atomwirtschaft 8 (1963), 165-170
- [6] Schulden, R. et al. Versuchsatomkraftwerk mit Kugelhafen-Hochtemperatur-Reaktor in Jülich Atomwirtschaft 11 (1966), 217-271
- [7] Schweiger, F. und Knüfer, H. Der Betrieb des AVR-Kraftwerks von der ersten Stromerzeugung bis zur ersten großen Inspektion Atom und Strom 15 (1969), 74-84
- [8] Schulden, R. und Hecker, R. Status of THTR development programme Nuclear Engineering 13 (1968), 752-755
- [9] Bialuschewski, H. Ergebnisbericht des THTR-Projektes Brennstoff-Wärme-Kraft 20 (1968), 442-446
- [10] Hennings, U. et al. Das 300-MW-Prototyp-Kernkraftwerk mit Kugelhafen-THTR Atomwirtschaft 14 (1969), 118-138

- [11] Schweiger, F. THTR, 300 MW-Prototyp-Kernkraftwerk mit Hochtemperaturreaktor Brennstoff - Wärme - Kraft 21 (1969), 583-585
- [12] Leyen, H. van Pneumatische Förderung in der Praxis Deutsche Hebe- und Fördertechnik 8 (1961), 252-260
- [13] Wille, J. Pneumatische Förderung einmal anders Brauwelt 101 (1961), 2138-2139
- [14] Lempp, M. Physikalische Grundlagen für die Berechnung und den Bau pneumatischer Förderanlagen Deutsche Hebe- und Fördertechnik (1962), Heft 1, 21-26
- [15] Dase, G. und Schmidt, R. Sicherer pneumatischer Transport von Gütern für hand- und vollautomatisch gesteuerte Anlagen Deutsche Hebe- und Fördertechnik 11 (1965), Heft 6, 64-72
- [16] Gesell, W. und Kiecker, J. Erfahrungen mit pneumatischen Förderanlagen in Gießereien Maschinenmarkt (Würzburg) 71 (1965), Heft 68
- [17] Günther, F.A. Die pneumatische Förderung - Dünnstrom- und Dichtstromförderanlagen und ihre Abwandlungen Fördern und Heben 16 (1966) Messe-Sonderausgabe, 229-243
- [18] Weber, M. und Schauki, N. Pneumatische und hydraulische Förderung Aufbereitungs-Technik 8 (1967), 549-558
- [19] Waeser, B. Probleme der Feststoff-Förderung durch Rohrleitungen Chemiker-Ztg./Chem. Apparatur/Verfahrenstechnik 93 (1969), 191-193
- [20] Maier, E. Untersuchungen über den Verschleiß von Blasversatzrohren und -krümmern Stahl und Eisen 73 (1953), 980-983

- [21] Gasterstädt, J. Die experimentelle Untersuchung des pneumatischen Fördervorganges VDI-Forschungsheft 265, Berlin 1924
- [22] Hariu, O.H. und Molstad, O.C. Pressure Drop in Vertical Tubes of Solids by Gases Industr. Engng. Chem. 41 (1949), 1148-1160
- [23] Pinkus, O. Pressure Drops in the Pneumatic Conveyance of Solids J. Appl. Mech. 19 (1952), 425-431
- [24] Weidner, G. Grundsätzliche Untersuchung über den pneumatischen Fördervorgang, insbesondere über die Verhältnisse bei Beschleunigung und Umlenkung Forsch. Ing.-Wes. 21 (1955), 145-153
- [25] Adam, O. Feststoffbeladene Luftströmung hoher Geschwindigkeit Chemie-Ing.-Techn. 29 (1957), 151-159
- [26] Hitchcock, J.A. und Jones, C. The Pneumatic Conveying of Spheres through Straight Pipes Brit. J. Appl. Phys. 9 (1958), 218-222
- [27] Rausch, W. Untersuchungen über die Luftwiderstände von körnigen und staubförmigen Gütern im Luftstrom Ing.-Archiv 26 (1958), 319-332
- [28] Götte, A. und Engel, O. Untersuchungen zur Tragfähigkeit der Luft bei der Windsichtung VDI-Zeitschrift 100 (1958), 147-150
- [29] Muschelknautz, E. Theoretische und experimentelle Untersuchungen über die Druckverluste pneumatischer Förderleitungen unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses von Gutreibung und Gutgewicht VDI-Forschungsheft 476, Düsseldorf 1959
- [30] Adam, O. Untersuchungen über die Vorgänge in stoffbeladenen Gasströmen Forschungsbericht des Landes Nordrhein-Westfalen Nr. 904 (1960)

- [31] Lempp, M. Physikalische und wirtschaftliche Probleme der pneumatischen Förderung Hebezeuge und Fördermittel (1961), Heft 1, 16-19
- [32] Stannard, B. A Theoretical Analysis of Pneumatic Conveying
Trans. Instn. Chem. Engrs. 39 (1961), 321-327
- [33] Müller, K. und Wessel, J. Berechnung von Teilchenbahnen im Windsichter mit dem elektronischen Analogrechner
Aufbereitungs-Technik 4 (1963), 235-242
- [34] Hesse, H. Strömung in Blasleitungen
Ing.-Archiv 24 (1965), 299-307
- [35] Bohnet, M. Experimentelle und theoretische Untersuchungen über das Absetzen, das Aufwirbeln und den Transport feiner Staubteilchen in pneumatischen Förderleitungen
VDI-Forschungsheft 507 (1965)
- [36] Kürten, H., Raasch, J. und Rumpf, H. Beschleunigung eines kugelförmigen Feststoffteilchens im Strömungsfeld konstanter Geschwindigkeit
Chemie-Ing.-Techn. 38 (1966), 941-948
- [37] Schuchart, P. Widerstandsgesetze beim pneumatischen Transport in Rohrkrümmern
Chemie-Ing.-Techn. 40 (1968), 1060-1067
- [38] Schuchart, P. Widerstandsgesetz für den hydraulischen und pneumatischen Feststofftransport in waagerechten geraden Rohren
Chemie-Ing.-Techn. 41 (1969), 1251-1259
- [39] Wagner, K. Theoretische Untersuchung des pneumatischen Fördervorganges
Diss. Techn. Hochschule Dresden 1924

- [40] Horstmann, F. Beitrag zur theoretischen und praktischen Untersuchung des Fördervorganges in pneumatischen Rohrförderanlagen unter besonderer Berücksichtigung eines Saug-Druck-Blasverfahrens
Diss. Techn. Universität Berlin 1952
- [41] Ackermann, G. Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den Druckabfall bei der pneumatischen Förderung mit Mitteldruckgebläsen
Diss. Techn. Hochschule Braunschweig 1956
- [42] Günther, W. Untersuchungen über die Druckverluste in pneumatischen Förderleitungen und Beitrag zur Berechnung der Druckverluste mit besonderer Berücksichtigung des Fördervorganges im Beharrungszustand
Diss. Techn. Hochschule Karlsruhe 1957
- [43] Sawatzki, O. Über den Einfluß der Rotation und der Wandstöße auf die Flugbahnen kugliger Teilchen im Luftstrom
Diss. Techn. Hochschule Karlsruhe 1961
- [44] Hinrichs, B. Der Ausstoß von Pulver-Gas-Gemischen aus Düsen
Diss. Techn. Hochschule Karlsruhe 1965
- [45] Friedrich, W. Grundlagen der Fließförderung
Die Mühle 97 (1960), 597-600 und 612-614
- [46] Welschhof, G. Pneumatische Förderung bei großen Fördergutkonzentrationen
VDI-Forschungsheft 492 (1962)
- [47] Weber, M. Kompressible Rohrströmung von Gas-Feststoff-Gemischen bei hohen Materialbeladungen
Aufbereitungs-Technik 7 (1966), 603-613

- [48] Rausch, W. Untersuchungen über die pneumatische Dichtstromförderung
Fördern und Heben 16 (1966),
968-976
- [49] Muschelknautz, E. Vereinfachte Berechnung horizontaler
und pneumatischer Förderleitungen bei
Krambrock, W. hoher Gutbeladung mit feinkörnigen
Produkten
Chemie-Ing.-Techn. 41 (1969),
1164-1172
- [50] Flatt, W. und Erhöhung der Förderleistung und
Allenspach, W. Verbessern des Wirkungsgrades
pneumatischer Förderanlagen
Chemie-Ing.-Techn. 41 (1969),
1173-1175
- [51] Barth, W. Die Bestimmung des Luftwiderstandes
von schwebenden staubförmigen
Teilchen
Z. angew. Math. Mech. 25/27 (1947),
157-159
- [52] Barth, W. Versuche zur Bestimmung der Feinheit
und des Widerstandes schwebender
staubförmiger Körper
Ing.-Archiv 16 (1948), 147-152
- [53] Barth, W. und Modellversuche mit wasserdurch-
Trunz, K. strömten Zyklonabscheidern zur
Vorausbestimmung der Abscheide-
leistung
Z. angew. Math. Mech. 30 (1950),
255-257
- [54] Barth, W. Zur Theorie der pneumatischen
Förderung in der Mühle
Die Müllerei 4 (1951), 479-483
- [55] Barth, W. Strömungstechnische Probleme der
Verfahrenstechnik
Chemie-Ing.-Techn. 26 (1954),
29-34
- [56] Barth, W. Neuere Untersuchungen über die
Vorgänge bei der pneumatischen
Förderung
Mühle 91 (1954), 449-450

- [57] Barth, W.,
Nagel, R. und
Wavereen, K. van
Neues Verfahren zur Bestimmung der
augenblicklich geförderten Gutmengen
im Luftstrom bei pneumatischer
Förderung
Chemie-Ing.-Techn. 29 (1957),
599-602
- [58] Barth, W.
Strömungsvorgänge beim Transport
von Festteilchen und Flüssigkeits-
teilchen in Gasen mit besonderer
Berücksichtigung der Vorgänge bei
pneumatischer Förderung
Chemie-Ing.-Techn. 30 (1958),
171-180
- [59] Barth, W.
Physikalische und wirtschaftliche
Probleme des Transportes von Fest-
teilchen in Flüssigkeiten und Gasen
Chemie-Ing.-Techn. 32 (1960),
164-171
- [60] Torobin, L.B. und
Gauvin, W.H.
Fundamental Aspects of Solids-Gas
Flow
Part I: Introductory Concepts and
Idealized Sphere Motion in Viscous
Regime
Can. J. Chem. Eng. 37 (1959),
129-141
- [61] Torobin, L.B. und
Gauvin, W.H.
Fundamental Aspects of Solids-Gas
Flow
Part II: The Sphere Wake in Steady
Laminar Fluids
Can. J. Chem. Eng. 37 (1959),
167-176
- [62] Torobin, L.B. und
Gauvin, W.H.
Fundamental Aspects of Solids-Gas
Flow
Part III: Accelerated Motion of a
Particle in a Fluid
Can. J. Chem. Eng. 37 (1959),
224-236
- [63] Torobin, L.B. und
Gauvin, W.H.
Fundamental Aspects of Solids-Gas
Flow
Part IV: The Effects of Particle
Rotation, Roughness and Shape
Can. J. Chem. Eng. 38 (1960),
142-153

- [64] Torobin, L.B. und Gauvin, W.H. Fundamental Aspects of Solids-Gas Flow
Part V: The Effects of Fluid Turbulence on the Particle Drag Coefficient
Can. J. Chem. Eng. 38 (1960)
189-200
- [65] Torobin, L.B. und Gauvin, W.H. Fundamental Aspects of Solids-Gas Flow
Part VI: Multiparticle Behavior in Turbulent Fluids
Can. J. Chem. Eng. 39 (1961),
113-120
- [66] Prockat, F. und Linsel, H. Die Abhängigkeit der Fallgeschwindigkeit von Körnern von der Dichte und Zähigkeit des Fallmittels
Zeitschr. f.d. Berg-, Hütten- und Salinenwes. im preuß. Staate (1932), B 327 - B 337
- [67] Wadell, H. The Coefficient of Resistance as a Function of Reynolds Number for Solid Particles of Various Shapes
J. Franklin Inst. 217 (1934),
459-490
- [68] Pettyjohn, E.S. und Christiansen, E.B. Effect of Particle Shape on Free-settling Rates of Isometric Particles
Chem. Engng. Progr. 44 (1948),
157-172
- [69] Moore, D.W. The Rise of a Gas Bubble in a Viscous Liquid
J. Fluid Mech. 6 (1959), 113-130
- [70] Moore, D.W. The Boundary Layer on a Spherical Gas Bubble
J. Fluid.Mech. 16 (1963), 161-176
- [71] Moore, D.W. The Velocity of Rise of Distorted Gas Bubbles in a Liquid of Small Viscosity
J. Fluid Mech. 23 (1965), 749-766
- [72] Chan, B.K.C. und Prince, R.G.H. Distillation Studies - Viscous Drag on a Gas Bubble Rising in a Liquid
J. Amer. Inst. Chem. Engrs. 11 (1965), 176, 188-192

- [73] Aybers, N.M und Tapucu, A. Studies on the Drag and Shape of Gas Bubbles through a Stagnant Liquid
Wärme- und Stoffübertragung 2 (1969), 171-177
- [74] Prandtl, L. Der Luftwiderstand von Kugeln
Nachr. d. K. Ges. d. Wissensch. z. Göttingen, Math.-naturw. Kl. 1914
- [75] Wieselsberger, C. Der Luftwiderstand von Kugeln
Z. für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt 5 (1914), 140-145
- [76] Bacon, D.L. und Reid, E.G. The Resistance of Spheres in Wind Tunnels and in Air
Nat. Advisory Comm. Aeron. Tech. Rept. 185 (1924)
- [77] Lunnon, R.G. Fluid Resistance to Moving Spheres
Proc. Roy. Soc. (London) 110A (1926), 302-326 und 118A (1928), 680-694
- [78] Flachsbart, O. Neue Untersuchungen über den Luftwiderstand von Kugeln
Physikal. Zeitschrift 28 (1927), 461-469
- [79] Jacobs, E.N. Sphere Drag Tests in the Variable Density Wind Tunnel
Nat. Advisory Comm. Aeron. Tech. Note 312 (1929)
- [80] Dryden, H.L. und Kuethe, A.M. Effect of Turbulence in Wind Tunnel Measurements
Nat. Advisory Comm. Aeron. Tech. Rept. 342 (1930)
- [81] Millikan, C.B. und Klein, A.L. The Effect of Turbulence
Aircraft Engineering 5 (1933), 169-174
- [82] Schiller, L. und Naumann, A. Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung
VDI-Zeitschrift 77 (1933), 318-320
- [83] Hörner, S. Versuche mit Kugeln betreffend Kennzahl, Turbulenz und Oberflächenbeschaffenheit
Luftfahrtforschung 12 (1935), 42-54

- [84] Dryden, H.L., Schubauer, G.B., Mock, W.C. und Skramstad, H.K. Measurements of Intensity and Scale of Wind-Tunnel Turbulence and Their Relation to the Critical Reynolds Numbers of Spheres Nat. Advisory Comm. Aeron. Tech. Rept. 581 (1937)
- [85] Fage, A. und Williams, D.H. Critical Reynolds Numbers of Spheres in the Compressed Air Tunnel Tech. Rept. of the Aeron. Comm. (London) No 1832 (1938), 127-134
- [86] Wilhelm, R.H. und Valentine, S. The Fluidized Bed - Transition State in the Vertical Pneumatic Transport of Particles Industr. Engng. Chem. 43 (1951), 1199-1203
- [87] Prandtl, L. Strömungslehre Braunschweig 1956
- [88] Schlichting, H. Grenzschicht-Theorie Karlsruhe 1958
- [89] Torobin, L.B. und Gauvin, W.H. Turbulent Flow Ballistics Facility for Particle Momentum Transfer Studies J. Amer. Inst. Chem. Engrs. 7 (1961), 406-410
- [90] Torobin, L.B. und Gauvin, W.H. The Drag Coefficients of Single Spheres Moving in Steady and Accelerated Motion in a Turbulent Fluid J. Amer. Inst. Chem. Engrs. 7 (1961), 615-619
- [91] Eck, B. Technische Strömungslehre Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/ New York, 1966
- [92] Zabeltitz, C.v. Gleichungen für Widerstandsbeiwerte zur Berechnung der Strömungswiderstände von Kugeln und Schüttschichten Grndl. Landtechn. 17 (1967), 148-154
- [93] Clamen, A. und Gauvin, W.H. Drag Coefficients of Evaporating Spheres in Turbulent Air Stream Can. J. Chem. Eng. 46 (1968), 73-78

- [94] Clamen, A. und Gauvin, W.H. Effects of Turbulence on the Drag Coefficients of Spheres in a Supercritical Flow Regime
J. Amer. Inst. Chem. Engrs. 15 (1969), 184-189
- [95] Wieselsberger, C. Über den Luftwiderstand bei gleichzeitiger Rotation des Versuchskörpers
Physikal. Zeitschrift 28 (1927), 84-88
- [96] Maccoll, J.W. Aerodynamics of a Spinning Sphere
J. Royal Aeronaut. Soc. 32 (1928), 777-798
- [97] Luthander, S. und Rydberg, A. Experimentelle Untersuchung über den Luftwiderstand bei einer um eine mit der Windrichtung parallele Achse rotierenden Kugel
Physikal. Zeitschrift 36 (1935), 552-558
- [98] Gonell, H.W. Ein Windsichtverfahren zur Bestimmung der Kornzusammensetzung staubförmiger Stoffe
VDI-Zeitschrift 72 (1928), 945 ff.
- [99] Miller, W. und M'Inally, T.W. Falling Velocities of Minerals Through Water
J. Royal Techn. College Glasgow 3 Part 4 (1936), 682-689
- [100] Heywood, H. Measurement of the Fineness of Powdered Materials
Proc. Instn. Mech. Engrs. (London) 140 (1938), 257 ff.
- [101] Rammler, E. und Augustin, O. Schwebegeschwindigkeit von Kohlenkörnern
Braunkohle 38 (1938), 1-10 und 18-26
- [102] Gumz, W. Zur Berechnung der Fallgeschwindigkeit von Teilchen beliebiger Gestalt
Archiv f.d. ges. Wärmetechnik 1 (1950), 25-26

- [103] Jottrand, R. Calculation of Terminal Falling Velocity of Particles in Fluids Brit. Chem. Engng. 3 (1958), 143-146
- [104] Grassmann, P. und Reinhart, A. Zur Ermittlung der Sinkgeschwindigkeit von Tropfen und der Steiggeschwindigkeit von Blasen Chemie-Ing.-Techn. 33 (1961), 348-349
- [105] Brauer, H. und Kriegel, E. Kornbewegung bei der Sedimentation Chemie-Ing.-Techn. 38 (1966), 321-330
- [106] Lodes, A., Bena, J. und Mikula, O. Berechnung der Fallgeschwindigkeit ungleichförmiger Teilchen Chemie-Ing.-Techn. 39 (1967), 871-874
- [107] Wagon, H. Zur Bestimmung der Schwebegeschwindigkeit von Schüttgütern in pneumatischen Förderanlagen VDI-Zeitschrift 92 (1950), 577-580
- [108] Kassatkin, A.G. Chemische Verfahrenstechnik, Bd. 1, Leipzig 1960
- [109] Albring, W. Angewandte Strömungslehre Dresden 1966
- [110] Kalide, W. Einführung in die technische Strömungslehre München 1968
- [111] Hennings, U. Auslegung und Anordnung einer Reaktor-Beschickungsanlage aufgrund von Zuverlässigkeitsbetrachtungen Atom und Strom 15 (1969), 217-224
- [112] Hennings, U. Remote Handling System for Core Elements of a Pebble Bed Reactor Nuclear Applications (ANS), Oct. 1969
- [113] Kaufmann, W. Technische Hydro- und Aeromechanik Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1963
- [114] Szabó, J. Einführung in die Technische Mechanik Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1961

L e b e n s l a u f

Am 4. Mai 1942 wurde ich in Berlin-Lichterfelde geboren.

Von 1948 bis 1961 besuchte ich die Grundschule sowie das Rheingau-Gymnasium in Berlin-Schöneberg und legte im März 1961 die Reifeprüfung ab.

Nach einer halbjährigen Praktikantentätigkeit bei der Siemens AG in Berlin begann ich im Wintersemester 1961/62 mein Studium - Fachrichtung Maschinenbau - an der Technischen Universität Berlin. Nach der Diplom-Vorprüfung im November 1964 widmete ich mich der Studienrichtung Kerntechnik. Im Oktober 1967 legte ich meine Diplom-Hauptprüfung erfolgreich ab. Meine Diplomarbeit schrieb ich auf dem Gebiet der Wärmeübertragung bei Kernreaktoren.

Während des Studiums arbeitete ich als Werkstudent bei der Siemens AG im Konstruktionsbüro und in der Abteilung für Materialprüfung sowie als Fachpraktikant bei der Firma Carl Canzler, Apparate- und Maschinenbau, in Düren und bei der Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH in der Versuchsabteilung, Jülich.

Seit November 1967 bin ich als Planungsingenieur bei der Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH in der Ingenieur-technischen Abteilung in Mannheim tätig.

AN UNSERE LESER

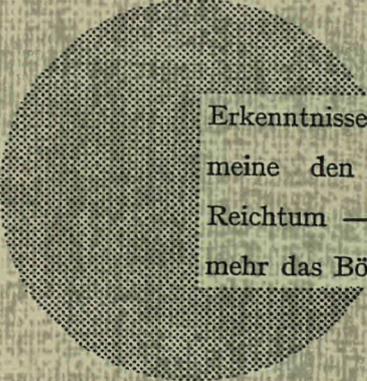
Alle von der Kommission der Europäischen Gemeinschaften veröffentlichten wissenschaftlichen und technischen Berichte werden in der Monatszeitschrift „euro-abstracts“ angezeigt.

Abonnements (1 Jahr : DM 75,- Bfrs 1.020,-) und Probehefte sind erhältlich bei :

Handelsblatt GmbH
„euro-abstracts“
D-4 Düsseldorf 1
Postfach 1102
Deutschland

oder

Amt für amtliche Veröffentlichungen
der Europäischen Gemeinschaften
Postfach 1003 - Luxemburg 1



Erkenntnisse verbreiten ist soviel wie Wohlstand verbreiten — ich meine den allgemeinen Wohlstand, nicht den individuellen Reichtum — denn mit dem Wohlstand verschwindet mehr und mehr das Böse, das uns aus dunkler Zeit vererbt ist.

Alfred Nobel

VERTRIEBSSTELLEN

Alle von der Kommission der Europäischen Gemeinschaften veröffentlichten Berichte sind bei folgenden Stellen zu den auf der ersten Rückseite des Umschlags angegebenen Preisen erhältlich. Bei schriftlicher Bestellung bitte die EUR-Nummer und den Titel, die beide auf der ersten Umschlagseite jedes Berichts stehen, deutlich angeben.

AMT FÜR ÄMTLICHE VERÖFFENTLICHUNGEN DER EUROPÄISCHEN GEMEINSCHAFTEN

Postfach 1003 - Luxemburg 1
(Compte chèque postal N° 191-90)

BELGIQUE — BELGIË

MONITEUR BELGE
Rue de Louvain, 40-42 - B-1000 Bruxelles
BELGISCH STAATSBLAD
Leuvenseweg 40-42 - B-1000 Brussel

LUXEMBOURG

OFFICE DES
PUBLICATIONS OFFICIELLES DES
COMMUNAUTÉS EUROPÉENNES
Case Postale 1003 - Luxembourg 1

DEUTSCHLAND

VERLAG BUNDESANZEIGER
Postfach 108 006 - D-5 Köln 1

NEDERLAND

STAATSDRUKKERIJ-
en UITGEVERIJBEDRIJF
Christoffel Plantijnstraat - Den Haag

FRANCE

SERVICE DE VENTE EN FRANCE
DES PUBLICATIONS DES
COMMUNAUTÉS EUROPÉENNES
rue Desaix, 26 - F-75 Paris 15^e

ITALIA

LIBRERIA DELLO STATO
Piazza G. Verdi, 10 - I-00198 Roma

UNITED KINGDOM

H. M. STATIONERY OFFICE
P.O. Box 569 - London S.E.1

Kommission der
Europäischen Gemeinschaften
G.D. XIII - C.I.D.
29, rue Aldringen
L u x e m b o u r g

CDNA04693DEC