

Wärmestrahlung staubhaltiger Gase Radiation of Gases Containing Dust Particles

P. BIERMANN, Garmisch-Partenkirchen, und D. VORTMEYER, München

Zusammenfassung. Nach einem mehr qualitativen theoretischen Überblick über Absorption und Streuung der Strahlung an kleinen Partikeln wird gezeigt, daß sich bei kleinen optischen Dichten als analytischer Ausdruck für die Emissionszahl der Staubstrahlung ein der Gasstrahlung analoger Ausdruck ergibt. Dieses Ergebnis wird durch Messungen bestätigt. Insgesamt werden die Emissionsdaten von 20 untersuchten Kesselstäuben angegeben und interpretiert. Es werden Durchschnittswerte empfohlen, um bei Stäuben mit unbekanntem Strahlungsdaten näherungsweise Austauschrechnungen durchzuführen. Die Untersuchungen gelten für Strahlungsräume von annähernd konstanter Temperatur.

Abstract. Having presented a more qualitative short survey about absorption and scattering on small particles, it is shown that in the range of small optical thicknesses expressions for the emissivity of dust clouds are analogue to those of gases. Measurements confirm this. The emissivities of twenty different dust materials are measured and interpreted. For calculations with unknown materials average emissivity data are recommended.

Bezeichnungen

A	Koeffizient für Absorption bzw. Emission	p	Größenparameter $\pi d/\lambda$
B	Staubbelastung, kg m^{-3}	S	Streukoeffizient
d	Durchmesser, m	S_V	Streukoeffizient in Vorwärtsrichtung
E	Koeffizient für Extinktion	S_R	Streukoeffizient in Rückwärtsrichtung
E_{sn}	Intensität der schwarzen Strahlung, Watt/m^2 Raumwinkel	T	absolute Temperatur, °K
f	Querschnittfläche kugelförmiger Teilchen, $d^2\pi/4$, m^2	α_G	Absorptionszahl des Gases
F	Spezifische Projektionsfläche $3/2 \rho_{St} d$, $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$	α_{St}	Absorptionszahl des Staubes, $\alpha_{St} = \epsilon_{St}$
I	Intensität, W/m^2 Raumwinkel	ϵ_G	Emissionszahl des Gases
k	Stoffkonstante, $\text{m}^{-1/3}$	ϵ_{St}	Emissionszahl des Staubes
k_g	Absorptionskoeffizient des Gases, m^{-1}	ϵ_W	Emissionszahl der Wand
L	Schichtstärke, m	$\lambda_{0,5}$	Bezugswellenlänge, μ , m
$L_{\bar{a}}$	Äquivalente Schichtstärke, m	λ	Wellenlänge, μ , m
N	Teilchenzahl pro Volumeneinheit, m^{-3}	ρ_{St}	Staubdichte, kg m^{-3}
		τ	Optische Dichte $AFBL$, $AfNL$

Einleitung

In Strahlungskanälen von Dampferzeugern stehen heiße ausgebrannte Rauchgase im Strahlungsaustausch mit kälteren Umfassungswänden. Enthalten die Gase, wie zum Beispiel Verbrennungsgase aus einer Kohlenstaubfeuerung, größere Aschemengen, so wird dadurch die Abstrahlung des Gas-Staubgemisches gegenüber reinem Gas erhöht. Obwohl diese Erkenntnis nicht neu ist, fehlt es an erprobten Verfahren, nach denen sich die Gesamtstrahlung eines staubhaltigen Gases mit ausreichender Genauigkeit berechnen läßt. Während über die Strahlungseigenschaften reiner Rauchgase bereits zahlreiche Veröffentlichungen vorliegen, wurde der wärmetechnischen Erforschung von Flugstäuben bisher nur geringe Bedeutung beigemessen. Die vorliegende Arbeit befaßt sich daher mit der Untersuchung des Strahlungsverhaltens von Staubwolken und den Wechselbeziehungen, die bei der Überlagerung von Staub- und Gasstrahlung entstehen. Es werden Beziehungen für den Emissionsgrad von Staubwolken und staubhaltigen Gasen abgeleitet, welche alle wichtigen Einflußgrößen berücksichtigen. Durch Experimente

wird die Form dieser Gleichungen überprüft und eine theoretisch nicht erfaßbare Konstante bestimmt. Die Behandlung beschränkt sich auf Verhältnisse, wie man sie in Strahlräumen von Dampfkesseln vorfindet, in denen die Verbrennung bereits abgeschlossen ist.

1. Theorie

Absorption und Streuung der Strahlung an kleinen Partikeln

Überblick

Die elektromagnetischen Wellen der Wärmestrahlung, die innerhalb eines vorerst als strahlungsmäßig neutral angesehenen Gases auf Feststoffteilchen treffen, werden von den Partikeln teilweise absorbiert, gestreut und durchgelassen. Faßt man die Erscheinungen der Streuung und Absorption als Extinktion zusammen, dann nimmt die einfallende Strahlungsintensität I_0 beim Durchgang durch die Staubwolke nach folgendem Gesetz ab:

$$I(x) = I_0 \exp(-\sigma_E N x). \quad (1)$$

σ_E ist der Extinktionsquerschnitt, der sich additiv zusammensetzt aus den Wirkungsquerschnitten für Streuung σ_S und Absorption σ_A :

$$\sigma_E = \sigma_A + \sigma_S. \quad (2)$$

x gibt den in der Staubwolke zurückgelegten Weg an und N bedeutet die Anzahl der Staubteilchen pro Volumeneinheit. Dividiert man die Beziehung (2) durch die Projektionsfläche eines kugelförmig gedachten Staubteilchens vom Durchmesser d , $f = d^2\pi/4$, so folgt aus (2) eine Beziehung zwischen den nunmehr dimensionslosen Koeffizienten für Extinktion E , Absorption A und Streuung S

$$E = A + S \quad (3)$$

und Gl. (1) geht über in

$$I(x) = I_0 \exp(-Efx). \quad (4)$$

In den bisherigen Gln. (1) bis (4) blieb die zusätzlich noch vorhandene Wellenlängenabhängigkeit der Koeffizienten E , A und S unberücksichtigt. Auch im folgenden wird davon kein Gebrauch gemacht, da die späteren Meßergebnisse darüber keine Aussage liefern. Die Staubwolke wird wie ein grauer Strahler behandelt.

Für einfache Geometrien (vorzugsweise Kugeln) lassen sich die Koeffizienten E , A und S nach der Theorie von MIE berechnen (siehe z.B. VAN DE HULST [1]). Voraussetzung dafür ist allerdings, daß der komplexe Brechungsindex des Teilchenmaterials bekannt ist. So liegen für kleine Kohlenstoffteilchen (Flammenruß) zahlreiche Berechnungen vor [2, 3, 4, 5, 6], die auf den von SENFTLEBEN und BENEDIKT [7] gemessenen komplexen Brechungsindices für amorphen Kohlenstoff beruhen.

Werden die berechneten Koeffizienten E und A als Funktion des dimensionslosen Parameters $p = d\pi/\lambda$ aufgetragen, so erhält man die in Bild 1 aufgezeichneten Kurvenverläufe.

Es ist festzustellen, daß im Bereich kleiner p -Werte der wirksame Absorptionsquerschnitt $\sigma_A = Af$ erheblich von der geometrischen Projektionsfläche des Teilchens abweicht ($A \neq 1$). Erst bei größeren p -Werten ($p \gg 1$) strebt der Absorptionskoeffizient A dem erwarteten Wert 1 zu, während sich der Extinktionskoeffizient dem Grenzwert 2* nähert.

Bei sehr kleinen p -Werten ($p \ll 1$) fällt auf, daß dort E und A praktisch zusammenfallen und deshalb keine Streuteile vorhanden sind.

Die mittleren Größenparameter p für die in dieser Arbeit experimentell untersuchten Kesselstäube wurden nach der Beziehung

$$p = d\pi/\lambda_{0,5} \quad (5)$$

berechnet.

Der mittlere Durchmesser d wurde aus dem jeweiligen Oberflächenkennwert berechnet, welcher experi-

mentell nach dem Blaine-Verfahren bestimmt wurde. Da andere Verfahren zu anderen Oberflächenwerten führen, ergibt sich, daß d eng mit dem Meßverfahren gekoppelt ist. Die mittlere Wellenlänge $\lambda_{0,5}$ ist eine Bezugsgröße, bei der die von der Planckschen Intensitätsverteilung eingeschlossene Fläche halbiert wird [8]. Von THIRING und Mitarbeitern [5] wurde diese Größe mit gutem Erfolg bei der Untersuchung der Strahlung von Kohlenwasserstoffflammen angewendet.

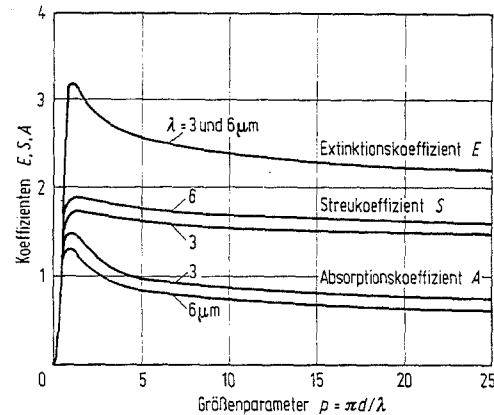


Bild 1. Koeffizienten E , A , S als Funktion von p .

Nach Gl. (5) ergeben sich für die hier verwendeten Kesselstäube mittlere p -Werte zwischen $p = 1$ und $p = 30$. Die p -Werte der Stäube liegen (nach Bild 1, sowie [1]) in einem Bereich, in dem lediglich Rechnungen Aussagen über E und A liefern können, da in diesem Bereich die wirksamen Querschnitte für Absorption und Streuung erheblich von den geometrischen Projektionsflächen der Teilchen abweichen. Rechnungen nach MIE [1] sind aber an Voraussetzungen gebunden (Partikel bestimmter geometrischer Form und Kenntnis der Verteilungsfunktion der Durchmesser, Temperatur und Wellenlängenabhängigkeit des komplexen Brechungsindex), die für die verwendeten Stäube nicht bekannt sind. Daher sind Messungen zur Bestimmung dieser Parameter unerlässlich.

Strahlungsemission — Vereinfachte Modell- betrachtung

Für strahlende graue Gasschichten konstanter Temperatur lautet der Emissionsgrad ε_g entlang eines Lichtweges L :

$$\varepsilon_g = 1 - \exp(-k_g L). \quad (6)$$

Im Falle von strahlenden Partikelwolken konstanter Temperatur läßt sich die obige, für nicht streuende Medien gültige Beziehung (6) nicht ohne weiteres verwenden, da sie Streuteile (der Strahlung) nicht berücksichtigt (wenn man von dem Fall $p \ll 1$ absieht).

Im folgenden soll der Einfluß der Streuung untersucht werden.

* Zur Erklärung dieser zunächst als paradox erscheinenden Situation vgl. VAN DE HULST [1], Seite 107.

In Bild 2 trifft ein Lichtstrahl der Intensität I auf ein Staubteilchen. Dabei wird ein Teil der auffallenden Strahlung absorbiert, der Anteil I' wird durchgelassen und der Rest in verschiedene Richtungen zerstreut. Man kann von einer vorwärts und rückwärts gerichteten Komponente der gestreuten Strahlung sprechen. Nach der Streuung durchlaufen die vorwärts gestreuten Anteile optisch längere Wege als der Originalstrahl I bzw. I' .

Für eine weitere exakte Behandlung des Problems (siehe z. B. [3]) muß deshalb die Intensitäts- und Richtungsverteilung der Streustrahlung, die sogenannte Streumatrix, bekannt sein. Eine Berechnung dieser Daten wurde von ROBOCK [9] für drei verschiedene Staubmaterialien durchgeführt. Von diesen Substanzen dürften die optischen Eigenschaften (komplexer Brechungsindex) der „Kohle mit niedrigem Inkohlungsgrad“ mit denen der später untersuchten Flugstäube am besten übereinstimmen. Aus dem in [9] dafür abgebildeten Diagramm ist ersichtlich, daß bei

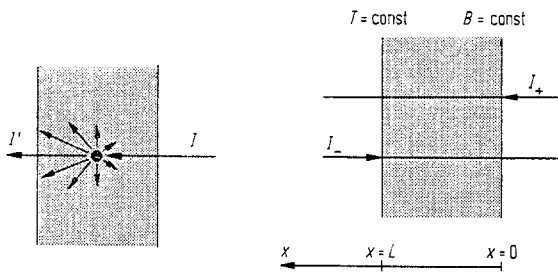


Bild 2.
Streuende Staubteilchen.

Bild 3.
Intensitäten I_+ und I_- .

mittleren Werten von $p \approx 10$ die Hauptanteile der vorwärts gerichteten Streustrahlung in einem Winkelbereich von $\pm 10^\circ$ bezüglich der Richtung von I' (Bild 2) erfolgen. Die optische Weglänge des Hauptanteils der Streustrahlung verlängert sich also nur unwesentlich gegenüber der durchgelassenen Strahlung. Näherungsweise kann daher die vorwärts gerichtete Streustrahlung wie die durchgelassene Strahlung I' behandelt werden. Wie die Ergebnisse von ROBOCK weiter zeigen, liegt bei der rückwärts gestreuten Strahlung eine gleichmäßigere Verteilung über alle Winkelbereiche vor. Um jedoch eine einfache Modelluntersuchung durchführen zu können und weil die Rückwärtsstreuung klein ist gegenüber der Vorwärtsstreuung, soll auch für die Rückwärtsstreuung angenommen werden, daß sie der einfallenden Intensität I genau entgegengerichtet sei. Die Übereinstimmung dieser Voraussetzung mit der Wirklichkeit hängt noch erheblich von der optischen Dichte des Mediums ab. Ist z. B. $\tau < 0,1$ ($\tau = AfNL$, siehe Gl. (19)) und ist deshalb nach [1] nur eine Einfachstreuung zu erwarten, so sind die getroffenen Voraussetzungen besser erfüllt als für optisch dichtere Medien. Die späteren Versuche wurden im Bereich $\tau \leq 0,1$ durchgeführt. Diese Überlegungen gestatten uns, für eine qualitative Behand-

lung der eindimensionalen Strahlungsausbreitung durch eine Staubwolke das in Bild 3 dargestellte, stark vereinfachte Modell zu benutzen.

Es bedeuten I_+ und I_- die Intensitätsverläufe senkrecht zu den Oberflächen 1 und 2 in positiver bzw. negativer x -Richtung. Wird der Streukoeffizient S aufgrund der getroffenen Voraussetzung in eine vorwärts und eine rückwärts gerichtete Komponente aufgeteilt ($S = S_v + S_R$), so ergeben sich für den Intensitätsverlauf der Strahlung senkrecht zur Oberfläche für I_+ und I_- folgende Differentialgleichungen:

$$\frac{dI_+}{dx} = (-E I_+ + S_v I_+ + S_R I_- + A E_{sn}) f N \quad (7)$$

$$-\frac{dI_-}{dx} = (-E I_- + S_v I_- + S_R I_+ + A E_{sn}) f N. \quad (8)$$

\uparrow \uparrow \uparrow \uparrow
 Extink Vorwärts- Rückw. Emis-
 streuung streuung sion

Die Größe E_{sn} bedeutet die Intensität der schwarzen Strahlung:

$$E_{sn} = \frac{E_s}{\pi} \quad (9)$$

$$E_s = \sigma T^4. \quad (10)$$

Mit den Abkürzungen $\alpha = (E - S_v) f N$

$$\beta = S_R f N$$

$$\delta = A E_{sn} f N \quad (11)$$

führt die Integration des Gleichungssystems unter der Annahme konstanter Schichttemperatur zu folgender Lösung [10]:

$$I_+(x) = C_1 \sigma \exp(x \sqrt{\alpha^2 - \beta^2}) + C_2 \exp(-x \sqrt{\alpha^2 - \beta^2}) + \frac{\delta}{\alpha - \beta} \quad (12)$$

$$I_-(x) = C_1 \exp(x \sqrt{\alpha^2 - \beta^2}) + C_2 \sigma \exp(-x \sqrt{\alpha^2 - \beta^2}) + \frac{\delta}{\alpha - \beta}. \quad (13)$$

Es bedeutet

$$\sigma = \frac{\sqrt{1 + 2 S_R/A} - 1}{\sqrt{1 + 2 S_R/A} + 1}. \quad (14)$$

Die Integrationskonstanten C_1 und C_2 lassen sich aus den Randbedingungen

$$\begin{aligned} I_+(0) &= 0 \\ I_-(L) &= 0 \end{aligned} \quad (15)$$

berechnen. Dann folgt für die Intensität $I_+(L)$ die Strahlung

$$I_+(L) = \frac{\delta}{\alpha - \beta} (1 - \sigma) \frac{1 - \exp(-L \sqrt{\alpha^2 - \beta^2})}{1 + \sigma \exp(-L \sqrt{\alpha^2 - \beta^2})}. \quad (16)$$

$I_+(L)$ ist zu deuten als die aus der Staubwolke senkrecht zur Oberfläche emittierte Strahlungsintensität.

Unter Berücksichtigung der Definition des Emissionsgrades

$$\epsilon_{St} = \frac{I_+(L)}{E_{sn}} \quad (17)$$

folgt aus Gl. (16) nach Einsetzen der Abkürzungen α , β , δ gemäß Gl. (11):

$$\epsilon_{St} = (1 - \sigma) \frac{1 - \exp(-AfNL\sqrt{1 + 2S_R/A})}{1 + \sigma \exp(-AfNL\sqrt{1 + 2S_R/A})} \quad (18)$$

Der Gl. (18) ist zu entnehmen, daß sich die Emissionszahl ϵ_{St} nicht in der für Gase gültigen Form darstellen läßt. Erst bei fehlender Rückwärtsstreuung ($S_R = 0$) geht Gl. (18) in eine der Gl. (6) ähnliche Form über:

$$\epsilon_{St} = 1 - \exp(-AfNL) \quad (19)$$

Bei Anwendung von Gl. (18) darf nicht vergessen werden, daß diese nur dann Gültigkeit besitzt, wenn der Hauptanteil der vorwärts gerichteten Streuung seine Richtung gegen die ursprüngliche Ausbreitungsrichtung nur unwesentlich verändert und die Anzahl der Streuprozesse gering ist. Der durch Gl. (19) dargestellte Grenzfall für $S_R = 0$ wird bei kleinen Verhältnissen

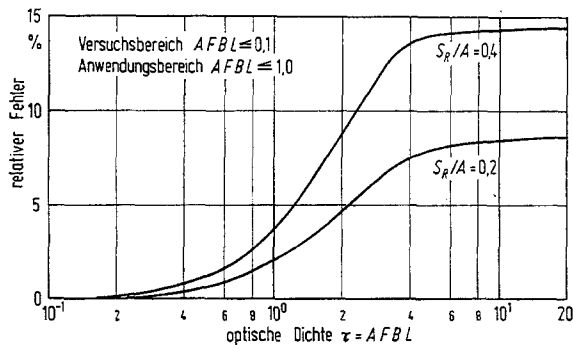


Bild 4. Relativer Fehler durch Vernachlässigung der Rückwärtsstreuung.

von S_R/A und nicht zu großen optischen Dichten sicherlich eine gute Approximation zur Darstellung der Meßergebnisse bleiben. Um dies zu zeigen, wurden in Bild 4 die Fehler von Gl. (19) gegenüber Gl. (18) für $S_R/A = 0,2$ und $0,4$ als Funktion der optischen Dichte $\tau = AFBL = AfNL$ (vgl. Gl. 22) aufgetragen. Bild 4 zeigt, daß größere prozentuale Abweichungen erst bei $\tau > 1$ auftreten. Wenn man davon ausgeht, daß in Strahlungsräumen von Dampfkesseln selten größere Staumdichten als $\tau = 1$ zu erwarten sind, dann erscheint Gl. (19) als brauchbare Näherung, zumal sich abschätzen läßt, daß die S_R/A -Werte kleiner als $0,2$ sein werden.

Der zusammengesetzte Emissionsgrad ϵ_{g+st} für ein graues staubführendes Gas ergibt sich durch Überlagerung der Gln. (6) und (19):

$$\epsilon_{g+st} = 1 - \exp[-(k_g L + AfNL)] \quad (20)$$

Dieser Ausdruck läßt sich umformen in

$$\epsilon_{g+st} = \epsilon_g + \epsilon_{St} - \epsilon_g \epsilon_{St} \quad (21)$$

Nach THRING [11] gilt diese Form der Kopplungsgleichung Gl. (21) auch für die Überlagerung eines selektiv strahlenden Gases mit einer grau strahlenden Staubwolke.

2. Experiment

Aufgabenstellung

Zur Berechnung des Emissionsgrades ϵ_{g+st} von staubhaltigen ausgebrannten Rauchgasen benötigt man die in Gl. (21) enthaltenen Größen ϵ_g und ϵ_{St} . Die Emissionszahlen ϵ_g für reine Gasstrahlung können bei bekannter Gaszusammensetzung den Diagrammen von HOTTEL [8] entnommen werden. Zur Ermittlung von ϵ_{St} wird Gl. (19) herangezogen, in der zuvor das Produkt fN durch den gleichwertigen Ausdruck FB ersetzt wird, wobei F die spezifische Projektionsfläche des Staubgemisches (m^2/kg) und B (kg/m^3) die Staubebeladung im Raum darstellen. Gegenüber f und N sind F und B direkt meßbare Größen. Damit wird aus Gl. (19)

$$\epsilon_{St} = 1 - \exp(-AFBL) \quad (22)$$

Unbekannt in der obigen Beziehung ist der mittlere Emissions- bzw. Absorptionskoeffizient A der die Staubwolke bildenden Teilchen. Er soll durch Experimente bestimmt werden.

Aufbau und Durchführung der Versuche

Die Versuchsanlage (Bilder 5 und 6) bestand aus einem Brenner und einem sich daran anschließenden gutisolierten rechteckigen Rauchgaskanal (Querschnitt

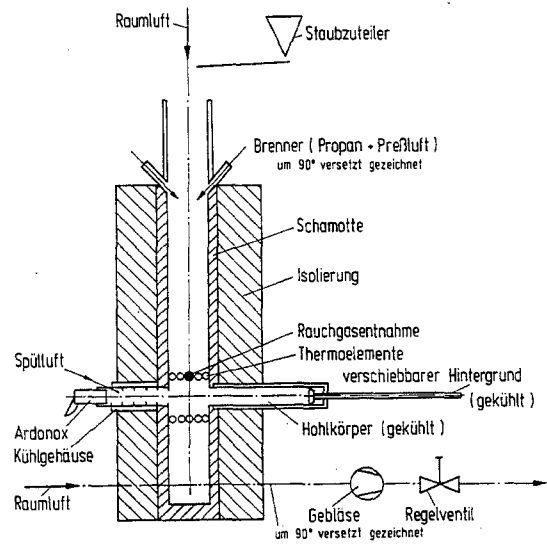


Bild 5. Schema der Versuchsanlage.

0,255 · 0,128 m), in dessen unterem Drittel quer zur Strömungsrichtung die eigentliche Meßstrecke lag. Das von oben nach unten strömende heiße Gas wurde

am unteren Ende des rechteckigen Rauchgaskanals durch ein Gebläse abgesaugt. Durch Veränderung des Mischungsverhältnisses am Brenner wurden Gastemperaturen zwischen 450 °C und 1100 °C eingestellt und in diesem Temperaturbereich die Messungen ausgeführt. Die obere Temperaturgrenze war durch die Sintertemperaturen t_{sint} der verwendeten Stäube vorgeschrieben. Diese Grenze lag im allgemeinen bei Temperaturen von 900 bis 1000 °C (vgl. Tabelle 1). Der Staub wurde dem Gas über eine Vibrationsdosierrinne zugeführt. Mit Hilfe von öl-benetzten Schaumstoffplatten und Betrieb mit kalter Brennerluft ließ sich im Meßquerschnitt eine ausreichend gleichmäßige Staubverteilung nachweisen. Die gravimetrische Auswertung ergab bei Unterteilung in 15 Einzelflächen maximale örtliche Abweichungen von $\pm 8\%$ um den Mittelwert. Da bei eingeschalteter Flamme die turbulente Vermischung zunimmt, dürfte im heißen Betriebszustand eine noch bessere Verteilung zu erwarten sein.

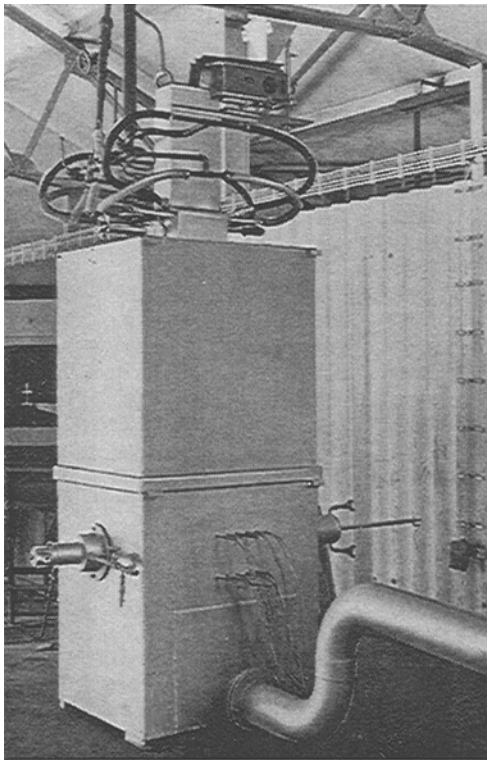


Bild 6. Fotografie der Versuchsanlage.

Die Strahlungsmessungen wurden mit einem Gesamtstrahlungs-pyrometer vom Typ „Ardonox“ ausgeführt. Der durch gekühlte Blenden eingestellte Sichtbereich lag innerhalb des gegenüberliegenden gekühlten und annähernd schwarzen Hintergrundes. Dem Öffnungswinkel von 3,5 grd entspricht ein Raumwinkel von $2,9 \cdot 10^{-3}$. Dieser Winkel ist so klein, daß die einfallende Strahlung annähernd gleichlangen Strahlengang besitzt und bei den späteren Auswertungen als Schichtstärke die geometrische Tiefe in Rich-

tung der Pyrometerachse verwendet werden durfte. Durch Verschiebung des gekühlten Hintergrundes konnte die Schichtstärke verändert werden. Die Brauchbarkeit der Meßanordnung wurde durch Emissionsmessungen an Rauchgasen bekannter Zusammensetzung überprüft [10]. Es ergab sich eine für die vorliegenden Verhältnisse zufriedenstellende Übereinstimmung mit den von HOTTEL [11] angegebenen Emissionsdaten für Gasmischungen aus CO_2 und H_2O .

Temperaturmessung und -kontrolle geschah mit Hilfe von Thermoelementen. Die Thermospannungen von je fünf blanken NiCr-Ni Thermoelementen, die netzförmig dicht ober- und unterhalb der Meße-bene angebracht waren (vgl. Bilder 5 und 6), wurden von einem Schreiber registriert. Auf diese Weise wurde die Temperaturkonstanz während der Messung kontrolliert. Da diese Thermo-elemente bis zu 100 grd zu niedrige Temperaturwerte lieferten, wurde die wahre Temperatur mit einem Absaugethermometer bestimmt, das anstelle des Ardonox in den Kanal eingeführt wurde und quer zum Kanal verschoben werden konnte. In [10] wird durch rechnerische Abschätzungen und durch Testmessungen nachgewiesen, daß Gas- und Staubtemperatur gleichzusetzen sind. Die für die Messungen erforderliche Konstanz der Temperatur über den gesamten Querschnitt ließ sich nur näherungsweise erreichen. Trotz der guten Wandisolation war eine geringe Wärmeabgabe nicht zu verhindern, so daß von der Kanalmitte gegen die Wandnähe ein Temperaturabfall bis zu maximal 30 grd vorlag. Nach PANDAYA [12] kann man diesem leicht gekrümmten Temperaturprofil bei der späteren Auswertung der Meßdaten dadurch Rechnung tragen, daß man der Gasschicht eine „konstante“ Temperatur zuordnet, die dem arithmetischen Mittel der gemessenen Temperaturverteilung entspricht.

Die Stäube

Für die Versuche standen 20 Staubsorten aus verschiedenen Kesselanlagen zur Verfügung (Tabelle 1). Neben diesen Originalstäuben wurden von jeder Staubsorte durch Aussieben verschiedene feinere Fraktionen hergestellt. Von jedem Staub wurden die Dichte ρ_{st} , die spezifische Projektionsfläche $F(\text{m}^2/\text{kg})$, der Gehalt an Unverbranntem u und die Sintertemperatur t_{sint} gemessen. Alle Daten sind in der Tabelle 1 enthalten.

Die Oberflächenmessung wurde mit dem Permeabilimeter nach BLAINE durchgeführt, da nach dieser Methode in erster Linie die für die Strahlungsuntersuchungen wichtige Kennzahl der äußeren Oberfläche O gemessen wird. Denkt man sich weiterhin den Staub aus gleichgroßen Kugeln vom mittleren Durchmesser d bestehend, so folgt für die mittlere spezifische Projektionsfläche $F = O/4$. Der Zusammenhang zwischen d und F lautet

$$d = \frac{3}{2\rho_{\text{st}} F}$$

Tabelle 1. Daten und Ergebnisse

Staub Nr.	Herkunft des Staubes		u %	t_{stint} °C	q_{st} kg/m ³	F m ² /kg	d 10 ⁻⁶ m	$A \cdot F$ m ² /kg	A	k m ^{-1/3}
	Kohle	Feuerung								
1.0	Ruhr-Westerholt	Schmelzk.	27,4	900	2110	113,0	6,3	40,6	0,360	19,5
1					2250	151,5	4,4	42,3	0,269	
2					2340	188,5	3,4	37,7	0,200	
3					2360	265,0	2,4	29,2	0,110	
2.0	Ruhr + US	Schmelzk.	26,4	900	2220	74,8	9,0	30,5	0,408	19,6
1					2280	82,3	8,0	31,7	0,385	
2					2320	86,2	7,5	35,0	0,406	
3					2390	93,7	6,7	36,3	0,387	
3.0	Niederrh.-Lohberg	off. Schmelzk.	31,0	900	2130	79,0	8,9	17,5	0,221	10,7
1					2330	113,0	5,7	24,2	0,214	
2					2430	147,0	4,2	26,5	0,180	
3					2460	169,2	3,6	25,0	0,148	
4.0	Niederrh.-Lohberg	Schmelzk.	29,0	850	2290	87,0	7,5	17,6	0,202	10,3
1					2370	129,2	4,9	23,3	0,180	
2					2410	173,0	3,6	20,6	0,119	
3					2510	272,0	2,2	12,5	0,046	
5.0	Ruhr-Mischkohle	Rost	40,2	920	2200	56,0	12,2	14,4	0,257	11,2
1					2450	113,4	5,4	25,7	0,226	
6.0	Saar	trocken	6,0	850	2230	111,7	6,0	15,8	0,142	7,8
1					2250	278,0	2,4	12,3	0,044	
7.0	Ruhr-Gneisenau + Brikettabrieb 4:1	trocken	12,8	860	2270	42,8	15,4	13,3	0,310	12,5
1					2470	68,3	8,9	19,4	0,284	
8.0	Oberpf. Braunkohle	trocken	5,0	920	2360	99,5	6,7	24,5	0,246	13,1
1					2360	254,2	2,5	19,2	0,076	
9.0	Saar	Zyklon	8,3	880	2050	47,0	15,6	14,3	0,305	12,2
1					2060	85,6	8,5	22,4	0,262	
10.0	Ruhr-Marl	Zyklon	19,8	880	2330	70,0	9,2	16,0	0,229	10,9
1					2480	134,3	4,5	27,1	0,202	
11.0	Saar	trocken	8,2	870	2370	55,2	11,5	17,4	0,315	14,0
1					2430	75,3	8,2	21,7	0,288	
12.0	Ruhr-Mischkohle	Zyklon	3,6	840	2550	73,1	8,1	18,0	0,246	12,3
1					2560	234,5	2,5	15,6	0,066	
13.0	Ruhr-Gneisenau Grimberg	Zyklon	27,6	830	2250	120,0	5,6	22,9	0,191	10,8
1					2290	133,7	4,9	38,0	0,284	
14.0	Ruhr-Mischkohle	trocken	17,6	850	1930	82,0	9,5	21,3	0,260	12,3
1					2090	159,5	4,5	35,2	0,221	
15.0	Braunk. Helmstedt	trocken	0,4	860	2580	33,6	17,3	9,94	0,295	11,4
1					2640	380,0	1,5	9,13	0,024	
16.0	US-West Virginia	trocken	20,8	930	1980	59,3	12,8	23,5	0,396	16,9
1					2120	87,4	8,1	30,6	0,350	
17.0	Ruhr-Prosper + Brassert	Zyklon	1,0	840	2360	69,0	9,2	8,9	0,128	6,15
1					2360	396,0	1,6	6,7	0,017	
18.0	Ruhr-Marl	Zyklon	8,8	800	2100	67,3	10,6	21,4	0,318	14,5
1					2440	146,0	4,8	35,7	0,245	
19.0	Ungar. Lignit I	trocken	2,4	900	1640	42,3	21,6	16,6	0,392	14,1
1					1760	63,6	13,4	21,9	0,344	
20.0	Ungar. Lignit II	trocken	1,4	960	1660	30,5	29,6	9,3	0,305	9,86
1					1710	79,8	11,0	18,1	0,227	
21.1	Kalkstein			>1100	2700	38,7	14,4	5,84	0,150	6,17

Versuchsergebnisse und Diskussion

Auf diese Weise errechneten sich für die verschiedenen Staubgemische mittlere Durchmesser von $1,6 \mu \leq d \leq 30 \mu$.

Beachtet man weiter, daß im Temperaturbereich von 450 bis 1050 °C die mittleren Wellenlängen $\lambda_{0,5}$ zwischen 3 und 6 μ liegen, dann folgen für die durch Gl. (5) definierten mittleren Größenparameter Werte zwischen $1 \leq p \leq 30$.

Die Versuchsmethodik bestand darin, die in den engen Sichtbereich des Ardonox-Gerätes fallende Abstrahlung einer Gasschicht mit und ohne Staubbelastung zu messen. Aus diesen Messungen ließen sich die Emissionszahlen ε_G für die Gasstrahlung sowie ε_{G+st} für die überlagerte Gas- und Staubstrahlung direkt berechnen. Eine Umrechnung nach Gl. (21) ergab dann die gesuchte Emissionszahl des Staubes ε_{st} .

Durch eine Reihe von Voruntersuchungen an einem Staub wurde geprüft, ob die exponentielle Form der Gl. (22), die näherungsweise für optische Dichten $\tau = AFBL < 1$ weiter oben begründet wurde, zur Darstellung der ϵ_{st} -Werte überhaupt geeignet ist. Zu diesem Zweck wurden bei sonst konstant gehaltenen Parametern in einer Meßreihe die Staubbildung B und in einer anderen Meßreihe die Schichtdicke L unabhängig voneinander variiert. Typische Auftragungen von so gewonnenen Meßergebnissen finden sich in den Bildern 7 und 8.

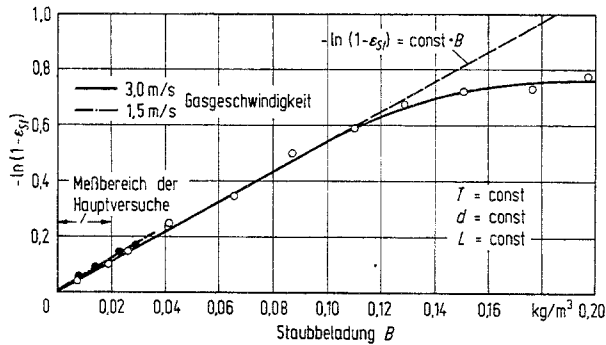


Bild 7. Einfluß der Staubbildung B auf den Emissionsgrad ϵ_{st} eines bestimmten Staubgemisches.

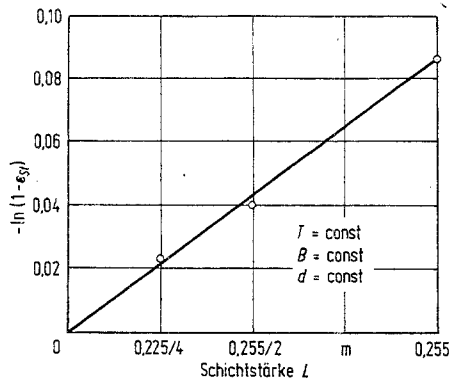


Bild 8. Einfluß der Schichtstärke L auf den Emissionsgrad ϵ_{st} eines bestimmten Staubgemisches.

Nach Bild 7 ergibt die Auftragung

$$-\ln(1 - \epsilon_{st}) = f(B)$$

bis zu Staubbildungen von $B = 0,1 \text{ kg/m}^3$ eine Gerade, die dann allerdings in eine nach unten abweichende Kurve übergeht. Solche Abweichungen sind nach den theoretischen Überlegungen, die zu Gl. (18) führten, zu erwarten. Eine numerische Auswertung dieser Gleichung für drei verschiedene Verhältnisse $S_R/A = 0; 0,2$ und $0,4$ führt zu Werten, die in Bild 9 aufgetragen wurden. Dieses Bild enthält auch die Meßwerte. Unterhalb von $AFBL < 0,6$ ist ein gleichartiges asymptotisches Verhalten von Theorie und Experiment festzustellen, während für $AFBL > 0,6$ die Meßwerte von der verlängerten Geraden stärker als die für ein streuendes Gas berechneten Kurven ($S_R/A = 0,2; 0,4$)

abweichen. Bei dem qualitativen Charakter der Theorie sind diese Unterschiede nicht weiter überraschend; jedoch stimmen die Tendenzen der berechneten und gemessenen Kurvenläufe überein.

Bei verschiedenen Einstellungen der Schichtstärke L mit Hilfe des verschiebbaren Hintergrunds ergibt sich nach Bild 8 ebenfalls die in halblogarithmischer Darstellung erwartete Gerade. Durch diese Messungen, die an anderen Staubsorten wiederholt wurden, dürfte die

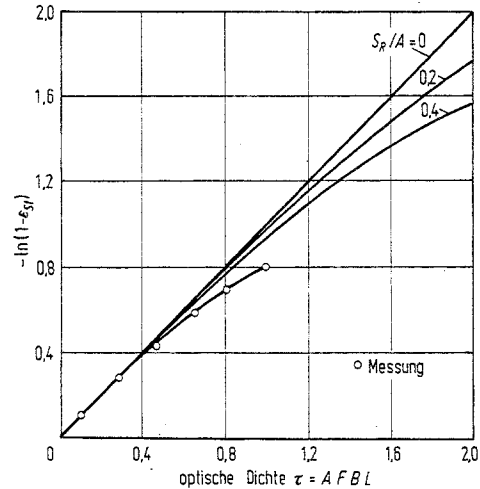


Bild 9. Vergleich der Ergebnisse von Gl. (18) mit den Meßwerten.

Anwendbarkeit von Gl. (21) im Bereich optischer Dichten $0 < AFBL < 0,5$ gesichert sein, während im Bereich $0,5 < AFBL < 1$ die Beziehung nur Näherungscharakter besitzt.

Die spezifische Emissionsfläche AF als Funktion der Temperatur

Im Anschluß an diese Vorversuche wurde eine Vielzahl von Experimenten ausgeführt, um die Abhängigkeit des wirksamen spezifischen Emissionsquerschnittes AF (m^2/kg) von der Staubtemperatur sowie von dem mittleren Staubdurchmesser d zu ermitteln (Tabelle 1). AF ergibt sich als Steigung der Geraden, wenn die zunächst bestimmten ϵ_{st} -Werte in der Form $-\ln(1 - \epsilon_{st}) = f(BL)$ aufgetragen werden. Stellvertretend für alle übrigen Messungen zeigt Bild 10 eine Darstellung, in der Messungen für verschiedene Staubtemperaturen eingetragen wurden. Unabhängig von der Staubtemperatur streuen die Meßwerte statistisch um die eingezeichnete Ausgleichsgerade. Da dieses Ergebnis auch für alle anderen Stäube gewonnen wurde, müssen wegen der Konstanz von F die Emissionskoeffizienten A unabhängig von der Temperatur sein. Während die hier festgestellte Temperaturabhängigkeit durch Messungen von SATO und KUNITOMO [13] an zwei Kesselstäuben gestützt wird, ist das Ergebnis nicht in Einklang zu bringen mit Untersuchungen von GURWITSCH et al. [14]. Diese Autoren geben eine Temperaturabhängigkeit von $A \sim \sqrt[3]{T}$ an.

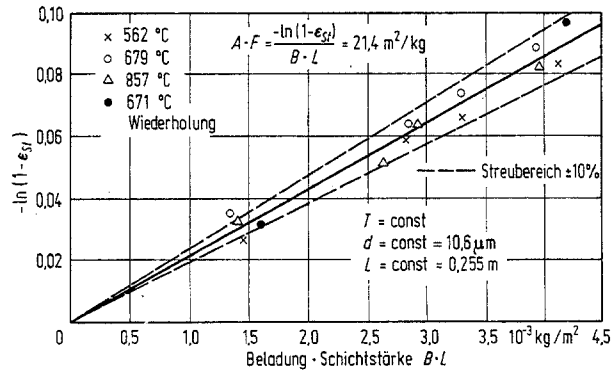


Bild 10. Grafische Ermittlung von $A \cdot F$ aus der Auftragung $BL = f[\ln(1 - \epsilon_{st})]$.

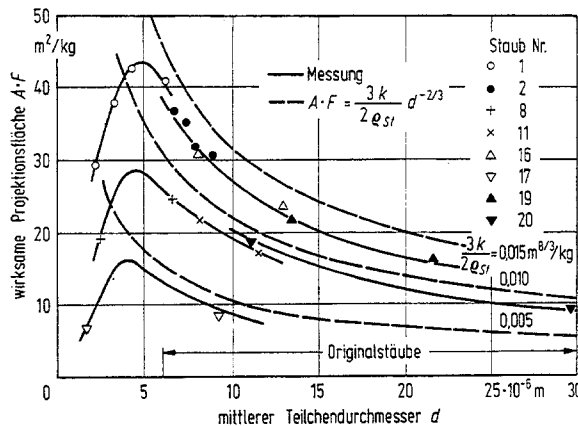


Bild 11. Spezifische Emissionsfläche $A \cdot F$ als Funktion der mittleren Teilchengröße d Parameter ist $3k/2\epsilon_{st}$.

Die spezifische Emissionsfläche AF als Funktion des mittleren Durchmessers

Bild 11 enthält die aus den Messungen errechneten spezifischen Emissionsflächen AF als Funktion des mittleren Durchmessers d für verschiedene Staubsorten. Die von der Staubart abhängigen Kurvenverläufe zeigen Maxima bei mittleren Durchmessern von 4 bis 5 μ .

Vergleicht man diese gemessenen Kurvenverläufe mit Rechnungen von KRASCCELLA [15], der spezifische Absorptionsflächen für kugelförmige Teilchen aus Kohlenstoff (Bild 12) und verschiedenen Metallen nach der Mie-Theorie berechnete, dann stellt man fest, daß die berechneten Kurven im Bereich der Maxima wesentlich steiler verlaufen und die Maxima im Unterschied zu den eigenen Meßwerten zwischen $0 < d < 1 \mu$ liegen. Auch in diesem Fall ist ein quantitativer Vergleich zwischen Theorie und Experiment problematisch, weil alle den Rechnungen zugrunde liegenden Voraussetzungen von den Experimentierstäuben nicht erfüllt werden. Es liegen von der Kugelform abweichende Formen vor; jeder Staub ist ein Gemisch von Partikeln verschiedener Durchmesser und Stoffe. Außerdem ist der aus der Oberflächenmessung errechnete mittlere

Durchmesser d ein fiktiver Wert, der vom Meßverfahren abhängt und sich von dem wahren mittleren Durchmesser des Staubes noch durch einen Faktor unterscheiden mag.

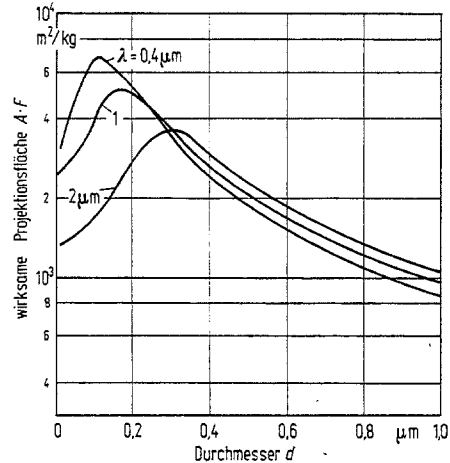


Bild 12. Spezifische Emissionsfläche $A \cdot F$ als Funktion des Teilchendurchmessers für Kohlenstoff (Nach KRASCCELLA [15]).

Auf jeden Fall läßt sich mit Sicherheit voraussagen, daß sich bei Stäuben, die sich aus Partikeln verschiedener Durchmesser zusammensetzen, das Maximum der theoretischen Kurve und der Anstieg zum Maximum abflachen werden, wie es auch experimentell festgestellt wurde. Aus den von KRASCCELLA berechneten Kurven ergibt sich rechts vom Maximum die Beziehung

$$(AF)_{\text{theor.}} = \text{const}' d^{-1,1} \quad (23)$$

während die eigenen Meßwerte etwa

$$(AF)_{\text{Messung}} = \text{const} d^{-2/3} \quad (24)$$

ergeben (vgl. Bild 11).

Der Emissionskoeffizient A

Berücksichtigen wir in der Beziehung (24) den Ausdruck für $F = 3/(2\epsilon_{st}d)$, dann läßt sich anstelle von (24) schreiben

$$AF = k \frac{3}{2\epsilon_{st}d} d^{1/3} \quad (25)$$

oder

$$A = kd^{2/3} \quad (26)$$

Dieser Zusammenhang wird durch Bild 13 bestätigt, in dem A als Funktion von d aufgetragen wurde. Dazu wurden vorher die experimentell ermittelten (AF) -Werte durch die nach dem Verfahren von BLAINE bestimmten Projektionsflächen-Kennwerte F dividiert. Man sieht, daß die Beziehung (26) im Bereich rechts vom Maximum gut erfüllt ist und daß jedem Staub eine stoffabhängige Konstante k zugeordnet werden kann (siehe Tabelle 1). Der Zusammenhang (26) wurde auch schon von GURWITSCH et al. [14] gefunden.

Da die Größe der Staubprojektionsflächen F und die daraus errechneten mittleren Durchmesser d

wesentlich vom Meßverfahren abhängen, haben numerische Angaben von A nur Sinn im Zusammenhang mit der Nennung der Meßmethode zur Bestimmung der Oberfläche. Unabhängig vom Meßverfahren dürfte jedoch die Beziehung $A \sim d^{1/3}$ erhalten bleiben.

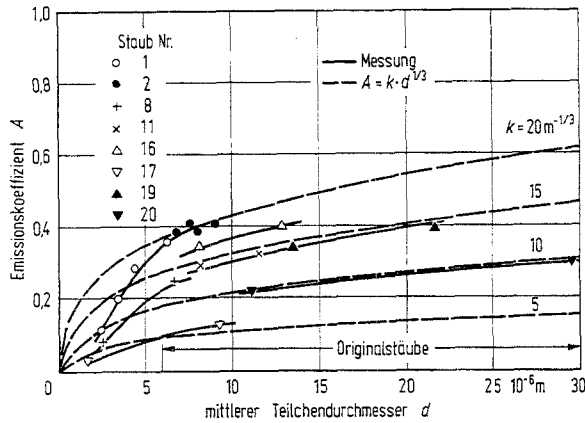


Bild 13. Die Abhängigkeit des Emissionskoeffizienten A von der mittleren Teilchengröße d und der Stoffkonstanten k .

Der Einfluß der Wandstrahlung auf die Meßergebnisse

Eine Fehlerquelle, die bei der gewählten Meßmethodik nicht leicht zu eliminieren war, bildeten die Strahlungsanteile, die von der Wandstrahlung in den Raumwinkel des Ardonox-Gerätes hineingestreut wurden. Diese Anteile möglichst gering zu halten, war ein weiterer Grund dafür, weshalb die Messungen in dem Bereich geringer optischer Dichten $\sigma < 0,1$ durchgeführt wurden. Es läßt sich errechnen, daß die mittlere freie Weglänge λ der Photonen bei den Messungen zwischen

$$2 \text{ m} \approx \lambda \approx 5 \text{ m} \text{ (bezogen auf die optische Dichte des Staubes)}$$

lag. Setzt man diese Daten in Beziehung zu den Abmessungen des Versuchsquerschnittes von $0,255 \cdot 0,128 \text{ m}$, so stellt man fest, daß ein großer Teil der Wandstrahlung bei der Durchquerung des Meßquerschnittes keinen Streuprozess durchmacht. Wenn man weiterhin beachtet, daß sich nur solche Streuprozesse auf die Messung auswirken, die sich in dem Gesichtsfeld von nur wenigen Zentimetern Breite des abgeblendeten Meßgerätes ereignen, so liegt die Vermutung nahe, daß die in den Strahlengang des Ardonox-Gerätes gelangenden Anteile der Streustrahlung sehr gering sind. Letzten Endes wird diese Ansicht durch die Auswertung der Meßergebnisse nach Gl. (19) experimentell gestützt. Eine solche Auswertung wäre nicht möglich gewesen, wenn größere Anteile der Wandstrahlung in der Energiemessung enthalten gewesen wären. Deshalb darf angenommen werden, daß diese Anteile in der Meßgenauigkeit von $\pm 10\%$ enthalten sind.

Praktische Anwendung der Ergebnisse

Nach den Gln. (18), (19) und (25) gilt für die Emissionszahl von Stäuben mit optischen Dichten von

$\tau < 0,5$ und näherungsweise auch $\tau < 1$ die Beziehung

$$\begin{aligned} \epsilon_{st} &= 1 - \exp(-AFBL) \\ &= 1 - \exp\left[-k \frac{3}{2\varrho_{st}} d^{-2/3} BL\right] \\ &= 1 - \exp\left[-k \left(\frac{3}{2\varrho_{st}}\right)^{1/3} F^{2/3} BL\right]. \end{aligned} \quad (27)$$

Je nachdem, ob für einen Staub AF und BL oder k , ϱ_{st} , F und BL bekannt sind, lassen sich die durch Gl. (27) gegebenen ϵ_{st} -Werte dem Nomogramm in Bild 14 entnehmen. Dieses Nomogramm wurde für $\epsilon_{st} \geq 0,1$ entworfen. Für kleinere Schwärzegrade kann die Berechnung nach der durch Reihenentwicklung gewonnenen Näherungsgleichung

$$\begin{aligned} \epsilon_{st} &\approx AFBL \\ &= k \left(\frac{3}{2\varrho_{st}}\right)^{1/3} F^{2/3} BL \end{aligned} \quad (28)$$

erfolgen.

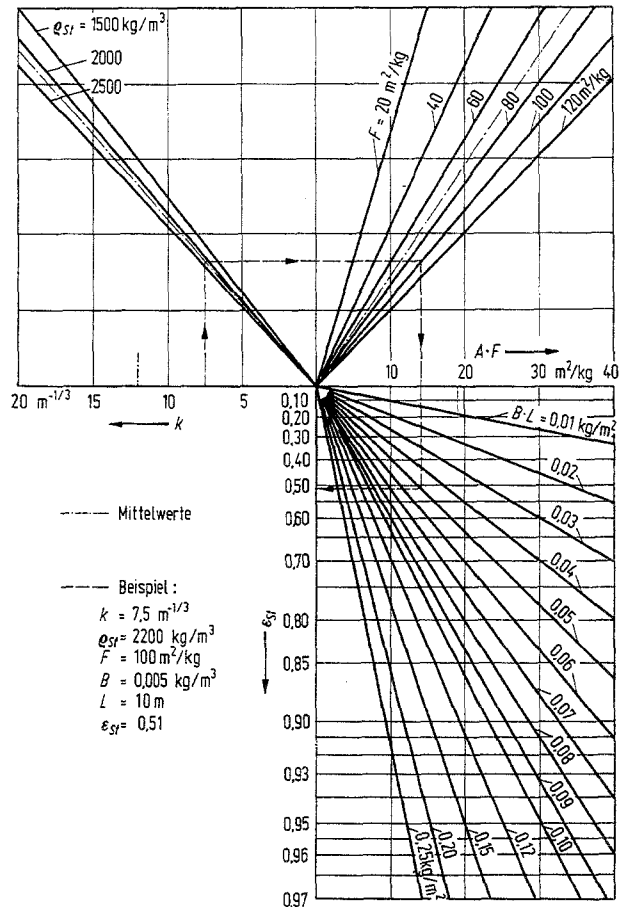


Bild 14. Nomogramm zur Bestimmung von ϵ_{st} Gl. (27) aus der Stoffkonstanten k ($\text{m}^{-1/3}$) oder der wirksamen Projektionsfläche $A \cdot F$ (m^2/kg), der Beladung B (kg/m^3) und der Schichtstärke L (m) bzw. BL .

Die örtliche Staubbiladung B (kg/m^3) hängt ab von der spezifischen Rauchmenge des Brennstoffes, dessen Aschegehalt, der Rauchgastemperatur und den Ascheumlaufverhältnissen (Flugascherückführung

etc.). Soll der Emissionsgrad eines Volumens konstanter Temperatur berechnet werden, so ist in den Beziehungen (27) und (28) die äquivalente Schichtstärke $L_{\text{ä}}$ anstelle von L einzuführen. Zu Einzelheiten ihrer Berechnung sei auf die Literatur verwiesen.

Wie Tabelle 1 zeigt, bestehen im Strahlungsverhalten der (verschiedenen) untersuchten Stäube erhebliche Unterschiede. Für genaue Strahlungsaustauschrechnungen ist die genaue Kenntnis der speziellen Staubdaten unerlässlich. Jedoch können für überschlägige Berechnungen des Emissionsgrades zuweilen auch Durchschnittswerte von Nutzen sein. Die nachstehende Tabelle 2 enthält zu diesem Zweck die arithmetischen Mittelwerte aus den zwanzig untersuchten Kesselstäuben.

Tabelle 2. Durchschnittswerte aus zwanzig Kesselstäuben.

Staubdichte	$\rho_{\text{st}} = 2200 \text{ kg/m}^3$
Projektionsfläche	$F = 70 \text{ m}^2/\text{kg}$
Emissionskoeffizient	$A = 0,27$
wirksame Projektionsfläche	$A \cdot F = 19 \text{ m}^2/\text{kg}$
Stoffkonstante	$k = 12 \text{ m}^{-1/3}$

Der Wärmeaustausch durch Strahlung zwischen einem staubhaltigen Gas von konstanter Temperatur T_G und einer als grau strahlend angesehenen Wand mit T_W läßt sich berechnen, wenn die vom Gas her bekannten Beziehungen sinngemäß auf das staubhaltige Gas übertragen werden.

Für die zwischen Gas und Wand ausgetauschte Wärmestromdichte q_{G+St} folgt

$$q_{G+St} = \frac{\varepsilon_W}{\alpha_{G+St} + \varepsilon_W - \alpha_{G+St} \varepsilon_W} C_S \times$$

$$\times \left[\varepsilon_{G+St} \left(\frac{T_G}{100} \right)^4 - \alpha_{G+St} \left(\frac{T_W}{100} \right)^4 \right]$$

$$\varepsilon_{G+St} = \varepsilon_G + \varepsilon_{St} - \varepsilon_G \varepsilon_{St}$$

$$\alpha_{G+St} = \alpha_G + \alpha_{St} - \alpha_G \alpha_{St}$$

$$= \alpha_G + \varepsilon_{St} - \alpha_G \varepsilon_{St}$$

Eine in [10] ausführlicher durchgeführte Rechnung für ein Braunkohlrauchgas mit 11% CO_2 -20% H_2O -Gehalt und einer durchschnittlichen Staubbiladung von $B = 0,005 \text{ kg m}^{-3}$ ergab für einen Schottüberhitzer ($5 \cdot 2 \cdot 0,8 \text{ m}$) eine Erhöhung der Abstrahlung des Gases durch den Staub um den Faktor 1,25. Dabei wurden als Gastemperatur $t_G = 1000 \text{ }^\circ\text{C}$ und als Wandtemperatur $t_W = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ angesetzt. Die Strahlungsdaten des Staubes wurden aus den in der Tabelle 2 angegebenen mittleren Werten errechnet.

Abschließende Bemerkungen

In der vorliegenden Arbeit wurde die Wärmestrahlung staubhaltiger Gase theoretisch und experimentell untersucht. Durch Behandlung einer Staubschicht als quasihomogenes Medium konnte mit Hilfe von gekoppelten Differentialgleichungen eine eindimensionale Lösung für den Emissionsgrad gefunden werden, welche die Emission, Absorption, und auch in grober Nähe-

rung die Streuung der Strahlung an Staubteilchen berücksichtigt. Im Bereich geringer optischer Dichten ergab sich für die Emissionszahl der Staubstrahlung eine Näherungsgleichung, die eine einfache Kopplung von Staubstrahlung und Gasstrahlung ermöglicht. Über eine äquivalente Schichtstärke sind die Gleichungen, die zunächst nur entlang eines Strahles gelten, auch auf Volumenstrahlung anwendbar.

Durch Laborversuche konnte die Gültigkeit der abgeleiteten Gleichungen bestätigt werden. Die Experimente lieferten für 20 Stäube die Unterlagen, um daraus das Strahlungsverhalten zu berechnen. Das Berechnungsverfahren wurde an einem Beispiel mit durchschnittlichen Bedingungen erläutert. Hierbei zeigte es sich, daß bei der Wärmestrahlung von Rauchgasen in kohlenstaubgefeuerten Dampfkesseln die Staubstrahlung eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielt.

Danksagung

Beide Verfasser sind Herrn Prof. Dr.-Ing. R. QUACK, Stuttgart, außerordentlich dankbar für viele anregende Gespräche und sonstige Hilfen, die sehr zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Einer von ihnen dankt der Fa. Kohlenscheidungs-gesellschaft, in deren Laboratorien die Experimente durchgeführt wurden.

Literatur

- [1] VAN DE HULST, H. C.: Light Scattering By Small Particles. Wiley & Sons 1957.
- [2] PEPPERHOFF, W., u. A. BÄHR: Archiv für Eisenhüttenwesen Bd. 9/10 (1952) S. 335–344.
- [3] STULL, V. R., u. G. N. PLASS: Journal Opt. Soc. Am. Bd. 50 (1960) S. 121–129.
- [4] FOSTER, P. J.: Combustion and Flame Bd. 7 (1963) S. 277–282.
- [5] THRING, M. W., P. J. FOSTER, I. A. McGRATH u. I. S. ASHTON: Int. Developments Heat Transfer Part IV, S. 796–803 (1961).
- [6] BLOCH, A. G.: Teploenergetika Juli 1964, 16–19. Deutsche Übersetzung: Arch. für Energiewirtschaft Heft 4 (1965) S. 161–168.
- [7] SENFTLEBEN, H., u. E. BENEDICT: Ann. Physik Bd. 54 (1917) S. 65.
- [8] HOTTEL, H. C.: Heat Transmission von McAdams, W. H., McGraw-Hill 1954, Chapter 4.
- [9] ROBOCK, K.: Staub Bd. 22 (1962) S. 80–84.
- [10] BIERMANN, P.: Dissertation Stuttgart 1968.
- [11] HOTTEL, H. C., u. R. B. EGBERT: Trans. ASME Bd. 63 (1941) S. 297–307.
- [12] PANDAYA, S. B.: Untersuchung über die Strahlung von Gaskörpern ungleicher Temperatur. Dissertation Aachen 1961.
- [13] SATO, T., u. T. KUNIMOTO: Mem. Fac. Engng. Kyoto University Bd. 27 (1965) S. 75–88.
- [14] GURWITSCH, A. M., A. G. BLOCH u. A. N. NOSOWITZKY: Teplonergetika Nr. 2 (1955) S. 3–10. Deutsche Übersetzung: WKV, Düsseldorf.
- [15] KRASCHELLA, N. L.: NASA Contract No. NASw-847 Research Laboratories, United Aircraft Corporation Connecticut C-910092-1 (1964).

Dr.-Ing. P. BIERMANN,
81 Garmisch-Partenkirchen, Fa. Hannes Marker KG
Prof. Dr. D. VORTMEYER,
Institut B für Thermodynamik,
Technische Hochschule München

Eingegangen am 10. März 1969