

Erlöschen brennender Partikel bei instabiler Verbrennung

B. Peters, IKET

Einleitung

Ungenügender Ausbrand, also Erlöschen, von Partikeln tritt bei der Verbrennung von Festbrennstoffen, etwa in Flammen von staubförmigen Brennstoffen, häufig auf. Früher spielte der ungenügende Ausbrand keine große Rolle, da er nur marginale Verluste im Gesamtwärmewirkungsgrad hervorrief. In jüngster Zeit ist allerdings das Problem des ungenügenden Ausbrandes wieder aktuell geworden, weil die Produkte einer unvollständigen Verbrennung als Vorläufer einer nicht hinzunehmenden Schadstoffbildung gelten [1] und zu minderer Aschequalität führen. In der Vergangenheit wurde ungenügender Ausbrand oft auf Glühvorgänge [2], Sintern und die Wirkung von Ascheschichten [3] zurückgeführt.

Andere, auf numerischen Modellen aufbauende Untersuchungen legen den Schluss nahe, dass eine Änderung in der Partikelverbrennung wahrscheinlich zu ungenügendem Ausbrand führt. Ubhayakar [4] beschrieb anhand eines eindimensionalen Modells die quasi-stationäre Verbrennung eines kugelförmigen Partikels und bestimmte die Erlöschengrenzen in einem oxidierenden Gas im Ruhezustand. Aus seiner Untersuchung ging hervor, dass Brennen und Erlöschen von der Umgebungstemperatur, der Konzentration des Oxidationsmittels, Strahlungs- und Reaktionsbedingungen abhängen. Srinivas und Amundson [5] arbeiteten mit einem numerischen Modell auf der Grundlage einer instationären Masse- und Energiebilanz zu-

sammen mit einer probabilistischen Beziehung und sagten daraus die Entwicklung der Oberfläche für ein poröses kugelförmiges Partikel voraus. Sie kamen zu dem Schluss, dass eine kritische Partikelgröße, Umgebungstemperatur, Sauerstoffkonzentration in der Umgebung und Grenzschichtdicke existiert, oberhalb derer sich ein Partikel entzündet. In jüngster Zeit beobachteten Hurt u.a. [6] einen sofortigen Abfall der Partikeltemperatur bei der Verbrennung eines Brennstoffpartikels, das einer heißen Umgebung von 1600 K ausgesetzt war. Die Autoren untersuchten kugelförmige Partikel von Größen zwischen $R = 0,55 \mu\text{m}$ und $R = 0,60 \mu\text{m}$ in einem Rohrreaktor. Aufgrund der Verbrennung schrumpfte das Partikel, und nachdem eine kritische Größe erreicht war, trat ein schneller Temperaturabfall ein.

Wie von Wicke u.a. [7] und Essenhigh u.a. [8] schon dargelegt wurde, durchläuft ein Partikel je nach dem Verhältnis des inneren Massentransports zur Reaktionszeit, dem sogenannten Thiele-Modul, unterschiedliche Verbrennungsarten. Der Übergang von der Zone 2 (reagierender Kern) zur Zone 1 (schrumpfender Kern) geht mit einer schnellen Temperaturänderung einher. Dieses Verhalten wurde auch durch Untersuchungen von Essenhigh u.a. [9, 10] bestätigt. Die von diesen Autoren aufgrund einer instationären Masse- und Energiebilanz für ein kugelförmiges Partikel ermittelten Temperaturvorhersagen stimmten gut mit den Versuchen von Hurt u.a. [6] überein.

Wegen des nicht-linearen Verhaltens der Reaktionsgeschwindigkeit können bei der Verbrennung eines Partikels mehrere stationäre Zustände auftreten, darunter auch die sogenannte heiße und kalte Lösung. Im Verlauf einer Verbrennung kann ein stationärer Zustand instabil werden, und daran schließt sich eine Veränderung des Verbrennungsverhaltens an. In der vorliegenden Arbeit werden ergänzende Erklärungen dieses Phänomens auf der Grundlage einer linearen Stabilitätsanalyse dargestellt. Eine globale Bilanz von Wärmefreiset-

A	Oberfläche
c_p	spezifische Wärmekapazität
c_r	reaktionsfreudige Partikelart
D	Diffusionskoeffizient
E_a	Aktivierungsenergie
H_m	Reaktionsenthalpie
k	präexponentieller Faktor
Q_{Verlust}	Wärmeverlust
Q_{Abgabe}	Wärmeabgabe
r	unabhängige Variable
R	Radius
R_g	Gaskonstante
t	Zeit
T	Temperatur
T_∞	Umgebungstemperatur
T_w	Wandtemperatur
V	Volumen

Griechische Symbole

α	Wärmeübergangszahl
β	Massenübergangszahl
ρ	Dichte
λ	Leitfähigkeit
σ	Boltzmann-Konstante

Dimensionslose Größen

Nu	Nusselt-Zahl
Sh	Sherwood-Zahl
Th	Thiele-Modul

zung und -verlust eines Partikels zeigt, welche möglichen stationäre Zustände auftreten können: Ein weiterer Ansatz zieht außerdem die Temperatur- und Konzentrationsverteilung innerhalb der Partikel in Betracht.

Die Theorie des wärmebedingten Erlöschens

Obwohl Semenow [11, 12] seine Theorie für die Wärmeexplosion von Gasen in Behältern entwickelt hat, lassen sich ihre Grundzüge auch auf den Abbrand und das Erlöschen von Partikeln anwenden. Wenn ein brennbares Partikel in eine heiße oxidierende Umgebung gebracht wird, lässt sich die Wärmefreisetzungsgeschwindigkeit unter der Voraussetzung einer Arrhenius-Reaktion nullter Ordnung ohne irgendwelche Begrenzungen des Massenübergangs, ähnlich wie in

einem gut gerührten Reaktionsgefäß, folgendermaßen beschreiben:

$$Q_{\text{rel}} = V H_m k e^{\frac{-E_a}{R_g T}} \quad (1)$$

Die Geschwindigkeit des Wärmeverlusts aufgrund des Wärmeübergangs in die Gasphase und der Abstrahlung an die Wände beträgt

$$Q_{\text{loss}} = \alpha A (T - T_\infty) + \varepsilon \sigma A (T^4 - T_w^4) \quad (2)$$

Hierbei bezeichnen V , A , H_m , E_a , R_g , α , ε , σ , T , T_w und T_∞ das Volumen und die Oberfläche des Partikels, die Reaktionsenthalpie, die Aktivierungsenergie, die Gaskonstante, den Wärmeübergangskoeffizienten, das Emissionsvermögen, die Boltzmann-Konstante und die Temperatur des Partikels bzw. der Wand und die Umge-

bungstemperatur. Die Kinetik dieses Ablaufs wird durch eine globale, instationäre Energiebilanz folgender Form beschrieben:

$$\rho c_p V \frac{dT}{dt} = Q_{\text{rel}} - Q_{\text{loss}} \quad (3)$$

wobei ρ und c_p die Dichte und die spezifische Wärme des Partikels darstellen. Zur qualitativen Beschreibung des Vorgangs werden der Abbrand des Ausgangsmaterials und seine Auswirkung auf die Reaktionsgeschwindigkeit außer Acht gelassen. Der geforderte stationäre Zustand bedingt, dass Wärmeverlust und Wärmeproduktion gleich sind, $Q_{\text{rel}} = Q_{\text{loss}}$, und bestimmt gleichzeitig die stationären Temperaturwerte des Partikels. Für eine Platte ($n = 1$), einen Zylinder ($n = 2$) und eine Kugel ($n = 3$) liefert diese Gleichung folgende Gleichung:

$$H_m k e^{\frac{-E_a}{R_g T}} = \frac{\alpha n}{R} (T - T_\infty) + \frac{\alpha n}{R} \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4) \quad (4)$$

wobei R eine repräsentative Dimension der Geometrie darstellt.

Abb. 1 zeigt eine qualitative graphische Darstellung der Wärmefreisetzungskurve und unterschiedliche Wärmeverluste in Abhängigkeit von der Temperatur.

Je nach den Wärmeübergangsbedingungen können verschiedene Werte für die stationäre Temperatur auftreten. Während die Kurven für den Wärmeverlust mit der Temperatur stetig ansteigen, zeigt die Kurve für die Wärmeentwicklung die übliche S-Form des Arrhenius-Gesetzes mit dem Umkehrpunkt bei der Temperatur

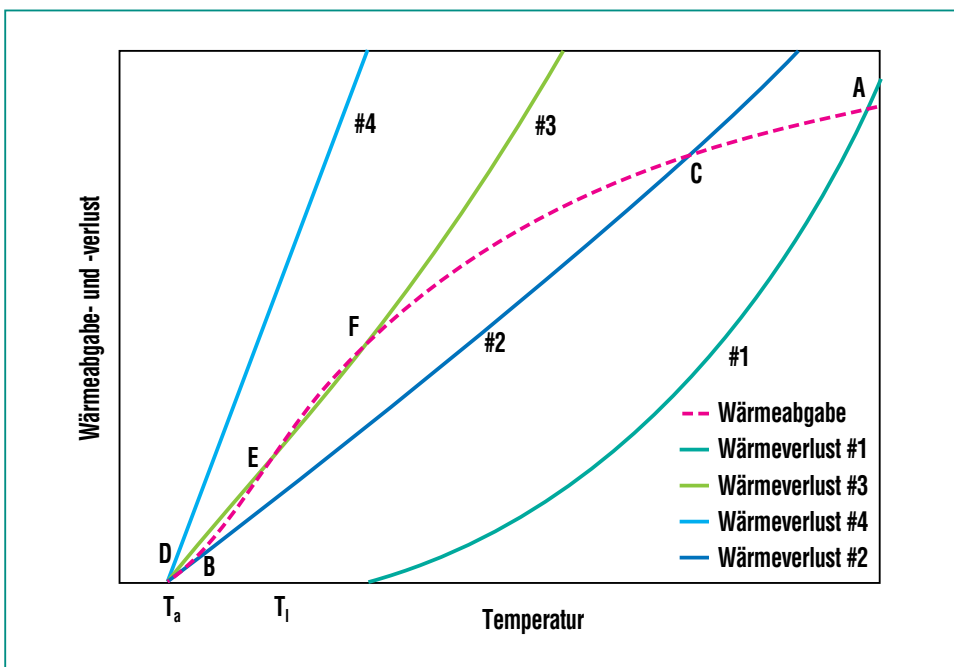


Abb. 1: Wärmeabgabe- und -verlustkurven.

$T_1 = E_a/2 R_g$. Für eine Umgebungstemperatur $T_a > T_1$ besteht am Punkt A, dem Schnittpunkt zwischen Wärmeabgabe- und Wärmeverlustkurve (# 1), die einzige stationäre Temperatur. Nimmt die Umgebungstemperatur ab, wandert der Schnittpunkt auf der Wärmeabgabekurve nach unten, bis die Temperatur T_a erreicht ist.

Im Fall $T_a < T_1$ sind jedoch verschiedene Verbrennungsarten möglich. Bei einer sehr steilen Wärmeverlustlinie (# 4) tritt ein Schnittpunkt D mit der Wärmefreisetzung auf und bedeutet ein Gleichgewicht zwischen Verlust und Erzeugung. Somit herrscht bei niedrigen Reaktionsgeschwindigkeiten eine stabile stationäre Temperatur.

Für bestimmte Gradienten der Wärmeverlustkurve (# 3) entstehen drei Schnittpunkte (D, E, F) mit der Wärmefreisetzungskurve. Der Schnittpunkt E bei der Temperatur T_E entspricht einer instabilen Verbrennung. Bei einer Partikelaustragstemperatur unterhalb T_E kühlt sich das Partikel bis auf die Temperatur T_D ab, während es bei einer Ausgangstemperatur von mehr als T_E mit einer hohen Reaktionsgeschwindigkeit mit der Temperatur T_F abrennt. Ähnliche Verhältnisse gelten für den Schnittpunkt B, wo die Wärmeverlustlinie (# 2) eine Tangente an der Wärmeabgabekurve darstellt. Bei der Verbrennung eines Partikels nimmt die Steigung der Wärmeverlustlinie (# 2) aufgrund der abnehmenden Partikelgröße zu, so dass der Schnittpunkt B den Zustand einer instabilen Verbrennung darstellt. Somit bestimmt die Tangente an der

Wärmeverlustkurve den Partikelradius, bei dem Instabilität eintritt; hinzu kommt ein schneller Temperaturabfall auf einen Wert unter T_B , also das von Hurt u.a. [6] beobachtete Phänomen.

Zur Erklärung dieses Phänomens werden in der vorliegenden Untersuchung die kinetischen Daten für Illinois-Kohle zur Bestimmung der Tangente an die Wärmeverlustkurve verwendet, woraus sich dann der Partikelradius ergibt, bei dem Instabilität auftritt. Die Gastemperatur $T_g = 1600$ K in den Versuchen von Hurt u.a. [6] liegt unter der Temperatur am Wendepunkt, $T_1 = 10820$ K, so dass Instabilität auftreten kann. Bei einer Temperatur $T = 1712$ K beschreibt die Wärmeverlustkurve eine Tangente an der Wärmeabgabekurve, so dass diese Bedingung zur Bestimmung des Partikelradius ausreicht, für den die Verbrennung instabil wird. Zusammen mit der Gleichsetzung von Wärmefreisetzung und -verlust ergibt sich der kritische Partikelradius dann durch folgende Abschätzung:

$$R_{\text{crit}} = \frac{3\alpha(T - T_\infty) + 3\varepsilon\sigma(T^4 - T_w^4)}{H_m k e^{\frac{-E_a}{R_g T}}} \quad (5)$$

Gleichung 5 ergibt einen Wert $R = 47 \mu\text{m}$, bei dem Instabilität auftritt und die Ausbrandzeit wegen des Temperaturabfalls wesentlich länger wird. Essenhigh u.a. [8] haben die Temperatur und die Umwandlungsgeschwindigkeit eines Partikels unter denselben Verhältnissen vorausgesagt und einen kritischen Radius von

$R \approx 44 \mu\text{m}$ erhalten, der mit dem vorliegenden Wert gut übereinstimmt.

Erlöschen bei ungleichmäßiger Temperaturverteilung

In der oben dargestellten Untersuchung wurden für ein Partikel gleichmäßige Temperatur- und Konzentrationsprofile vorausgesetzt, und daraus ergab sich eine globale Energiebilanz. Allerdings besteht immer ein Temperaturgradient, damit ein Wärmeübergang stattfinden kann; das gilt auch für kleine Partikel. Auf jeden Fall gilt es für größere Partikel, bei denen die Trägheitseffekte des Wärmetransports eine Ungleichmäßigkeit der Temperaturverteilung verstärken. Der Energieerhaltungssatz beschreibt die Entwicklung der Temperatur in Raum und Zeit für ein Partikel, während das Profil des Oxidationsmittels als einheitlich vorausgesetzt wird, also keinen Begrenzungen im Hinblick auf den Massenübergang unterliegt. Diese Annahme wird bei der Analyse im folgenden Kapitel außer Acht gelassen. Zur Kennzeichnung von Instabilitäten wird die Energiegleichung einer linearen Stabilitätsanalyse zusammen mit der Kollokationsmethode [13] unterzogen.

Die eindimensionale nicht-stationäre Energiegleichung für die Temperaturverteilung T eines kugelförmigen Partikels in dimensionslosen Koordinaten wird unter Berücksichtigung der Wärmeleitung und einer Arrhenius-Reaktion erster Ordnung folgendermaßen geschrieben:

$$\frac{\rho c_p R^2}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{k H_m c_r R^2}{\lambda} e^{\frac{-E_a}{R_g T}} \quad (6)$$

wobei ρ , c_p , λ und R die Dichte, die Wärmekapazität, die Wärmeleitfähigkeit bzw. den Teilchenradius darstellen. Der reaktive Quellterm enthält k , H_m , c_r , E_a und R_g als Präexponentialfaktor, Reaktionsenthalpie, Konzentration einer reaktionsfreudigen Spezies, Aktivierungsenergie bzw. Gaskonstante. Die thermischen Grenzbedingungen für konvektiven und Strahlungswärmeübergang werden in dimensionsloser Form folgendermaßen eingesetzt:

$$r=0: \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (7)$$

$$r=1: -\frac{\partial T}{\partial r} = Nu(T - T_\infty) + \frac{\varepsilon \sigma R}{\lambda} (T^4 - T_w^4) \quad (8)$$

wobei ε , σ , λ , T_w , T_∞ , und Nu die Emissionsfähigkeit, die Boltzmann-Konstante, die Leitfähigkeit, die Wandtemperatur, die Temperatur des umgebenden Gases und die Nusselt-Zahl, $Nu = \alpha R / \lambda$, darstellen.

In der vorliegenden Untersuchung wird das orthogonale Kollokationsverfahren [13] zur Diskretisierung der Erhaltungsgleichung verwandt. Das orthogonale Kollokationsverfahren bietet im Vergleich zu den Verfahren der Finiten Volumen bzw. der finiten

Elemente den Vorteil, diskontinuierliche Massen über die Diskretisierungsdomäne zu verteilen. Das führt zu einer funktionellen Auswertung an diskreten Punkten, während die anderen Methoden die Auswertung von Integralen fordern. Im Hinblick auf den nicht-linearen Reaktionsterm erleichtert das Kollokationsverfahren damit die mathematische Analyse erheblich. Um die Strahlungsrandbedingung zu diskretisieren, wird die Temperaturabhängigkeit um T_0 in folgender Form linearisiert:

$$(T^4 - T_w^4) = (T_0^3 + T_0^2 T_w + T_0 T_w^2 + T_w^3) (T - T_w) = g_R (T - T_w) \quad (9)$$

so dass die Randbedingung bei $r = 1$ folgendermaßen zu schreiben ist:

$$-\frac{\partial T}{\partial r} = Nu (T - T_\infty) + Nu' (T - T_w) \quad (10)$$

Wegen der ähnlich aussehenden Konvektions- und Strahlungsgrenzbedingung wird der Ausdruck

$$\frac{\varepsilon \sigma R}{\lambda} (\tau_o^3 - \tau_o^2 \tau_w^2 + \tau_w^3)$$

mit Nu' bezeichnet.

Im vorliegenden Zusammenhang wird das Kollokationsverfahren erster Ordnung für Kugelgeometrien angewandt, das zu analytischen Ausdrücken führt und das Verhalten ausreichend genau beschreibt. Wenn eine höhere Genauigkeit gefordert ist, kann eine

Kollokationsformel höherer Ordnung benutzt werden.

Eine lineare Störungsgleichung für die Temperatur $T = T_0 + \varepsilon^\theta$, wobei $\theta = A \cdot e^{\Sigma t}$, wird gewählt. Sie führt zu einer Bedingung für Σ , unter der ein stabiler und ein instabiler Bereich je nach dem Radius R des Partikels identifiziert werden. Unter der Bedingung $\Sigma = 0$ kommt es zur thermischen Instabilität.

Dieses Ergebnis stimmt mit den Erkenntnissen von Essenhigh u.a. [9] gut überein, wonach sich die Temperaturverteilung, wenn die Partikelgröße auf einen kritischen Radius abgesunken ist, vom heißen Zweig in den kalten Zweig ändert und damit die Ausbrandzeit signifikant verlängert. Setzt man $T_0 = 1700$ K, wo die Wärmeverlustkurve eine Tangente an der Wärmeabgabekurve darstellt, und nimmt man $T_w = 1500$ K an, führt die oben erwähnte Analyse zu einem Wert $R = 36,4$ μm , was mit der Analyse im vorigen Kapitel recht gut übereinstimmt.

Erlöschen bei ungleichmäßiger Temperatur- und Konzentrationsverteilung

Bei heterogener Verbrennung muss im allgemeinen außer dem Temperaturprofil auch eine Verteilung für ein oder mehrere Oxidatoren betrachtet werden. Zur Energieerhaltung kommt also die Masseerhaltung einschließlich eines Reaktionsquellterms. Das führt zu einem gekoppelten System von Differentialgleichungen, die demselben Verfahren zur Stabilitätsanalyse unterzogen wer-

den. Unter der Annahme einer Reaktion erster Ordnung für die Verbrennung eines porösen und kugelförmigen Partikels werden die Energiegleichung für den Feststoff, unter Vernachlässigung des Beitrags des Gasporenraums, und die Massenerhaltungsgleichung für die Gasphase der Poren folgendermaßen geschrieben:

Energie:

$$\frac{\rho c_p R^2}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{k H_m c_r R^2}{\lambda} e^{-\frac{E_a}{R_g T}} \quad (11)$$

Masse:

$$\frac{R^2}{D} \frac{\partial c_r}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial c_r}{\partial r} \right) - \frac{k c_r R^2}{D} e^{-\frac{E_a}{R_g T}} \quad (12)$$

wobei c_r und D die Konzentration einer reaktionsfreudigen Spezies bzw. den Diffusionskoeffizienten darstellen.

Folgende Randbedingungen werden für Wärme- und Stoffübergang festgelegt:

Wärmeübergang:

$$r=0: \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (13)$$

$$r=1: -\frac{\partial T}{\partial r} = Nu(T - T_\infty) + \frac{\varepsilon \sigma R}{\lambda} (T^4 - T_w^4) \quad (14)$$

Stoffübergang:

$$r=0: \frac{\partial c_r}{\partial r} = 0 \quad (15)$$

$$r=1: -\frac{\partial c_r}{\partial r} = Sh(c_r - c_{r,\infty}) \quad (16)$$

wobei $c_{r,\infty}$ und Sh die Umgebungskonzentration und die Sherwood-Zahl $Sh = \beta^{R/D}$ darstellen. Durch Anwendung des Orthogonallokationsverfahrens bei Gleichung 11 und Gleichung 12 zusammen mit den Randbedingungen und durch Linearisierung des Reaktionsquellterms um die stationäre Lösung T_0 und $c_{r,0}$ ergibt sich wiederum ein System von Gleichungen, mit denen über die lineare Stabilitätsanalyse ein kritischer Radius für das Auftreten der Instabilität bestimmt werden kann.

Die Lösung liefert einen Wert $R = 38.6 \mu\text{m}$, der befriedigend mit den in der vorausgegangenen

Analyse erhaltenen Werten übereinstimmt.

Für technische Anwendungen lassen sich die obigen Ergebnisse als Beziehung zwischen einem kritischen Teilchenradius und Wärme/Stoffübergangsbedingungen graphisch so darstellen, dass damit die kritischen Zustände für ein Partikel bestimmt werden können. Diese Beziehung, in die die Massenübergangszahl als Parameter eingeht, wird für Illinois-Kohle in folgendem Bild als repräsentatives Beispiel dargestellt.

In Abb. 2 wird der Parameter einer konstanten Stoffübergangszahl in einen Löschbereich oberhalb der Kurve und einen Verbrennungsbereich unterhalb der Kurve unterteilt. Damit lässt sich bei gegebenen Nusselt- und Sherwood-Zahlen das Verhalten, ob Erlöschen oder Verbrennung vorliegt, leicht bestimmen.

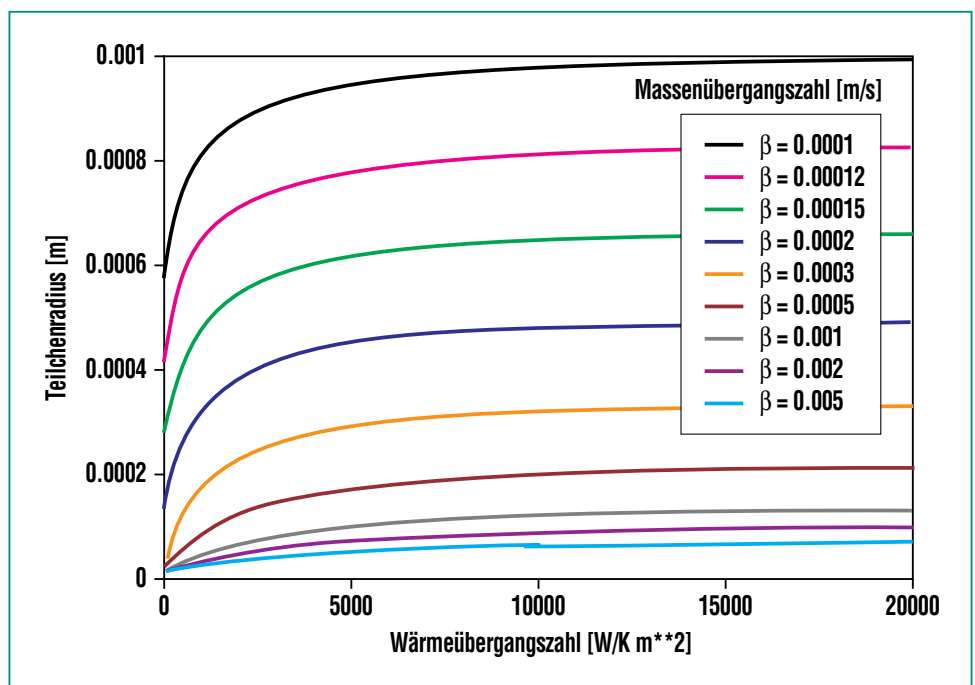


Abb. 2: Verbrennung und Erlöschen.

Zusammenfassung

Die Stabilität des Verbrennungsvorgangs wurde bei kugelförmigen Partikeln untersucht. Auf der Grundlage der klassischen Theorie nach Semenov wurden die Bedingungen für eine Verschiebung von der heißen zur kalten Lösung bei einem reagierenden Partikel qualitativ und quantitativ abgeleitet. Unter Verbrennungsbedingungen erfährt ein Partikel Temperatur- und Konzentrationsprofile, die von der Verbrennung des Partikels und seiner Wärme-/Stoffübergangsgeschwindigkeit bestimmt werden. Ein System von Erhaltungsgleichungen dient zur Beschreibung der zeit- und raumabhängigen Tempera-

tur- und Konzentrationsentwicklung für ein kugelförmiges Partikel unter der Annahme einer Reaktion erster Ordnung. Eine lineare Stabilitätsanalyse zusammen mit dem Kollokationsverfahren führt zu von der Teilchengröße und den Wärme- und Massenübergangsbedingungen abhängigen Bedingungen, mit denen sich die Bereiche instabiler Verbrennung bestimmen lassen. Vor allem bei Partikelgrößen unterhalb eines kritischen Wertes schlägt die Verbrennung in niedrige Reaktionsgeschwindigkeiten um und führt damit zum Erlöschen des Partikels. Diese Bedingungen treten fast immer bei Partikeln auf, wenn sich deren Größe während der Verbrennung verrin-

gert und schließlich einen kritischen Wert erreicht, bei dem es zum Erlöschen kommt. Mit Hilfe dieses Ergebnisses können Ingenieure entweder die Größe von Teilchenemissionen bei rußender Verbrennung beurteilen oder Verbrennungsräume auslegen, bei denen ausreichend hohe Temperaturen und lange Verweilzeiten einen genügenden Ausbrand garantieren.

Literatur

- [1] L. Stieglitz, H. Vogt, *Formation and decomposition of polychlorodibenzodioxins and -furans in municipal waste incineration*. KfK 4379, S. 1-16, 1988.
- [2] R. H. Essenhigh, *Chemistry of Coal Utilization: Second Supplementary Volume, chapter Fundamentals of Coal Combustion*, S. 1153-1312. John Wiley and Sons, New York, 1981.
- [3] R. H. Hurt, J. K. Sun, M. Lunden, *Combustion and Flame*, 113, 181-197, 1998.
- [4] S. K. Ubhayakar, *Combustion and Flame*, 26, 23-34, 1976.
- [5] B. Srinivas, N. R. Amundson, *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 59, 728-738, 1981.
- [6] R. H. Hurt, K. A. Davis, *25th Symp. (Int) on Comb.*, 1994.
- [7] E. Wicke, M. Z. Rossberg, *Elektrochem.*, 57, 641-645, 1953.
- [8] R. H. Essenhigh, H. E. Klimesh, D. Förtsch, *Energy and Fuels*, 13, 826-831, 1999.
- [9] D. Förtsch, R. H. Essenhigh, H. E. Klimesh, U. Schnell, K. R. G. Hein, *Modeling of time-dependent behavior of particle temperature and burnout during combustion of pulverized char particles*. Joint Meeting of the US Sections of The Combustion Institute, S. 1-4, 1999.
- [10] R. H. Essenhigh, H. E. Klimesh, D. Förtsch, *Energy and Fuels*, 1999.
- [11] K. K. Kuo, *Principles of Combustion*. John Wiley and Sons, New York, 1986.
- [12] Ya. B. Zeldovich, G. I. Barenblatt, V. B. Librovich, G. M. Makhviladze, *The Mathematical Theory of Combustion and Explosions*. Academy of Sciences of the USSR, 1985.
- [13] Bruce A. Finlayson. *The Method of Weighted Residuals and Variational Principles*. Academic Press New York, 1972