

## O NIEUSTALONEJ DYFUZJI TLENU W PROCESIE SPALANIA ZIARNA WĘGLOWEGO

MIECZYŚLAW ZEMBRZUSKI (WROCLAW)

### Ważniejsze oznaczenia

$c$	stężenie tlenu [kg/cm <sup>3</sup> ],
$c_0$	stężenie tlenu w otoczeniu,
$c_{r_0}$	stężenie tlenu na powierzchni ziarna,
$c_{0p}$	stężenie tlenu początkowe,
$D$	współczynnik dyfuzji [cm <sup>2</sup> /sek],
$F$	powierzchnia ziarna [cm <sup>2</sup> ],
$G_t$	masa tlenu [kg],
$G_w$	masa węgla [kg],
$k$	stała prędkości reakcji [cm/sek],
$r$	współrzędna w układzie kulistym [cm],
$r_0$	promień ziarna,
$r_{0p}$	promień ziarna początkowy,
$R$	promień przestrzeni spalania,
$T$	temperatura [°K],
$\alpha$	współczynnik nadmiaru powietrza,
$\beta$	współczynnik stechiometryczny,
$\Lambda$	stosunek $k/D$ ,
$\nu_0$	stężenie tlenu objętościowe,
$\rho_t$	gęstość tlenu [kg/cm <sup>3</sup> ],
$\rho_w$	gęstość węgla [kg/cm <sup>3</sup> ],
$\tau$	czas [sek],
$\tau_{sp}$	czas spalania ziarna.

### 1. Wprowadzenie

Zwykła koncepcja teoretyczna płomienia pyłowego (fizyczny model płomienia) polega na traktowaniu płomienia jako zbioru ziaren spalających się we wspólnej przestrzeni, przy jednoczesnym przyjęciu, że odległości między ziarnami są tak duże, że każde ziarno spala się jak gdyby w przestrzeni nieograniczonej. THRING i ESSENHIGH [1] podali koncepcję odmienną, zgodnie z którą płomień uważany jest za zbiór ziaren spalających się w oddzielnych przestrzeniach ograniczonych. Obydwie koncepcje były przedyskutowane w [2], gdzie wskazano, że w przeciwieństwie do pierwszej — koncepcja Thringa i Essenhigha posiada interpretację doświadczalną, pozwalającą na wyznaczenie sumarycznych stałych kinetycznych, za pomocą prostego doświadczenia. To ostatnie polega na spalaniu ziarna węgla w zamkniętym naczyniu o pojemności odpowiadającej zadanej wartości  $\alpha$  [2, 3].

W niniejszej pracy omówiona jest dyfuzja tlenu do ziarna przy spalaniu zachodzącym w przestrzeni ograniczonej (w zamkniętym naczyniu). Celem pracy jest rozstrzygnięcie, czy równania spalania ziarna wyprowadzane w kinetyczno-dyfuzyjnej teorii spalania węgla dla przestrzeni nieograniczonej i oparte na założeniu o dyfuzji ustalonej [4] mogą być stosowane również dla spalania w przestrzeni ograniczonej.

## 2. Wyściowy układ równań

Spalanie ziarna węglowego, zarówno pojedynczego jak i w płomieniu pyłowym, przyjmowane jest za izotermiczny proces ustalony w przestrzeni nieograniczonej. Przy tym założeniu dopływ tlenu (lub innego gazu czynnego chemicznie) może być traktowany jako molekularna dyfuzja w przestrzeni nieograniczonej [1], opisana równaniem:

$$(2.1) \quad \frac{d^2c}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dc}{dr} = 0,$$

z warunkami

$$(2.2) \quad r = r_0 \quad D \frac{dc}{dr} = kc(r_0),$$

$$(2.3) \quad r = \infty \quad \frac{dc}{dr} = 0.$$

Rozwiązaniem równania (2.1)-(2.3) jest znana zależność między stężeniem tlenu na ścianie ziarna a wielkością ziarna i kinetycznymi charakterystykami paliwa

$$(2.4) \quad c(r_0) = c_{r_0} = \frac{c_0}{1 + r_0 \frac{k}{D}}.$$

Jeżeli spalanie przebiega przy skończonej wartości  $\alpha$ , jak to ma np. miejsce w płomieniu pyłowym, to  $c_0$  jest zmiennie w czasie spalania i wyznaczenie funkcji  $c_0(\tau)$  lub części jej  $c_0(r)$  wymaga dodatkowych założeń określających wymianę masy w płomieniu.

Zarówno analiza modelu płomienia pyłowego według koncepcji Thringa i Essenhigha, jak i spalania ziarna w naczyniu zamkniętym wymaga uwzględnienia dwóch założeń, których nie ma potrzeby brać pod uwagę przy analizie spalania ziarna w przestrzeni nieograniczonej. Uwzględnić mianowicie trzeba, że spalanie ziarna wprowadza w chemicznym składzie otoczenia zmiany zależne od czasu oraz że zewnętrzna granica obszaru uniemożliwia wymianę masy z dalszym otoczeniem. Odpowiadający tym założeniom schemat dyfuzji wyjaśniony jest na rys. 1. Ponieważ przy wynikających ze schematu warunkach brzegowych równanie [1] nie posiada rozwiązania (poza przypadkiem  $c = 0$ ) konieczne jest przyjęcie bardziej ogólnego równania dyfuzji nieustalonej

$$(2.5) \quad D_1 \left( \frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right) = \frac{\partial c}{\partial \tau},$$

z warunkami brzegowymi

$$(2.6) \quad r = r_0 \quad \frac{\partial c}{\partial r} = \Lambda c(r_0),$$

$$(2.7) \quad r = R \quad \frac{\partial c}{\partial r} = 0$$

oraz warunkiem początkowym

$$(2.8) \quad c(r, 0) = c_{0p}.$$

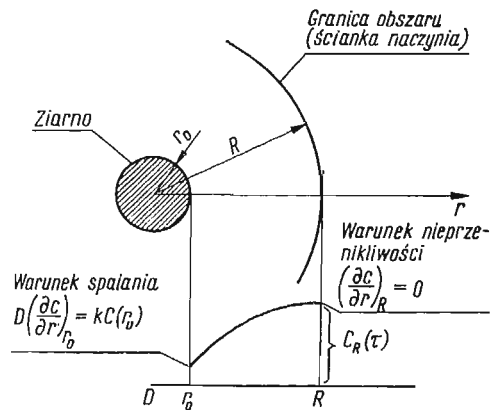
Przyjmując, że przestrzeń spalania jest kulista, jej promień będzie wynosił

$$(2.9) \quad R = r_{0p} \sqrt[3]{\frac{\rho_w \alpha}{\rho_{O_2} \nu_0 \beta}},$$

gdzie przez  $\beta$  oznaczono rzeczywisty, stechiometryczny stosunek dla reakcji  $C + O_2 \rightarrow CO_2$ . W przyjętym modelu spalania ziarna reakcje wtórne homo- i heterogeniczne oraz pierwotna reakcja  $C + \frac{1}{2} O_2 \rightarrow CO$  są pominięte, a odpowiednią korekturę wprowadza się dopiero przy ustalaniu zależności między masowymi wydatkami tlenu i węgla przez przyjęcie, że w równaniu bilansowym

$$(2.10) \quad -\frac{dG_w}{d\tau} = \beta \frac{dG_t}{d\tau}$$

współczynnik  $\beta$  jest sumaryczną wielkością uwzględniającą pominięte uprzednio reakcje [5].



Rys. 1. Schemat dyfuzji tlenu przy spalaniu ziarna w przestrzeni ograniczonej

Równanie (2.5) z warunkami (2.6)-(2.8) jest formalnie identyczne z równaniem przewodnictwa cieplnego z warunkiem brzegowym III rodzaju. Omawiane w dalszym ciągu pracy rozwiązanie zadania (2.5)-(2.8) otrzymano przez podstawienie  $cr = z$  i  $r = x + r_0$ , sprowadzające równanie do postaci jednowymiarowej i następnie zastosowanie metody rozdzielania zmiennych.

### 3. Stężenie tlenu na powierzchni ziarna

Przy skończonej wartości  $\alpha$ , wielkość przestrzeni spalania określona równaniem (2.9) jest również skończona. W tym przypadku rozwiązaniem równania (2.5) z warunkami (2.6)-(2.8) jest szereg

$$(3.1) \quad c(r, \tau) = c_{0p} \frac{2}{r} \sum_{i=1}^{\infty} A_i a_i \exp(-\lambda_i^2 D\tau),$$

gdzie

$$(3.2) \quad A_i = \frac{b}{\lambda_i} \sin \lambda_i (R-r_0) + \cos \lambda_i (R-r_0),$$

$$(3.3) \quad a_i = \frac{(1-bR) \cos \lambda_i (R-r_0) + (R\lambda_i + b/\lambda_i) \sin \lambda_i (R-r_0) + br_0 - 1}{(R-r_0)\lambda_i^2 + (R-r_0^2)(A^2 + 2A/r_0 + 1/r_0^2) + 1/(1+\lambda_i^2 R^2)(R\lambda_i^2 - A - 1/r_0)(RA + R/r_0 - 1)}.$$

W powyższych równaniach oznaczają:  $b = A + 1/r_0$ ,  $A = k/D$ , a wartości własne  $\lambda_i (i = 1, 2, 3 \dots)$  są kolejnymi pierwiastkami równania przestępnego

$$(3.4) \quad \frac{\sin \lambda_i (R-r_0)}{\cos \lambda_i (R-r_0)} - \frac{\lambda_i (Rr_0 A + R - r_0)}{\lambda_i^2 Rr_0 + r_0 A + 1} = 0.$$

Wielkości  $R$ ,  $r_0$ ,  $k$ ,  $D$  są przyjęte jako stałe.

Dla teorii spalania ziarna wartościami ważnymi są: stężenie tlenu na powierzchni ziarna  $c_{r_0}$  i na granicy przestrzeni —  $c_R$ .

Dla  $r = r_0$  otrzymuje się

$$(3.5) \quad A_i^{r_0} = 1;$$

dla  $r = R$  otrzymuje się

$$(3.6) \quad A_i^R = \frac{b}{\lambda_i} \sin \lambda_i (R-r_0) + \cos \lambda_i (R-r_0).$$

Wartości  $a_i$  pozostają wspólne dla  $c_{r_0}$  i  $c_R$ .

Uwzględniając równania (3.5) i (3.6) otrzymuje się

$$(3.7) \quad c_{r_0}(\tau) = c_{0p} \frac{2}{r_0} \sum_{i=1}^{\infty} a_i \exp(-\lambda_i^2 D\tau),$$

$$(3.8) \quad c_R(\tau) = c_{0p} \frac{2}{R} \sum_{i=1}^{\infty} A_i^R a_i \exp(-\lambda_i^2 D\tau).$$

Równanie (3.7) po uwzględnieniu równań (2.6) i (2.10) daje wzór na masową prędkość spalania ziarna

$$(3.9) \quad \frac{dG_w}{d\tau} = \frac{F}{\rho_w} \beta k c_{r_0}(\tau) = \frac{F}{\rho_w} \beta k c_{0p} \frac{2}{r_0} \sum_{i=1}^{\infty} a_i \exp(-\lambda_i^2 D\tau).$$

Przeprowadzone obliczenia<sup>(1)</sup> funkcji  $c_{r_0}(\tau)$ , uwzględniające cztery pierwsze wyrazy szeregu (3.7), których przykłady w postaci wykresów  $c_{r_0}(\tau)/c_{0p} = f(\tau)$  przedstawiono na rys. 2, wskazują, że:

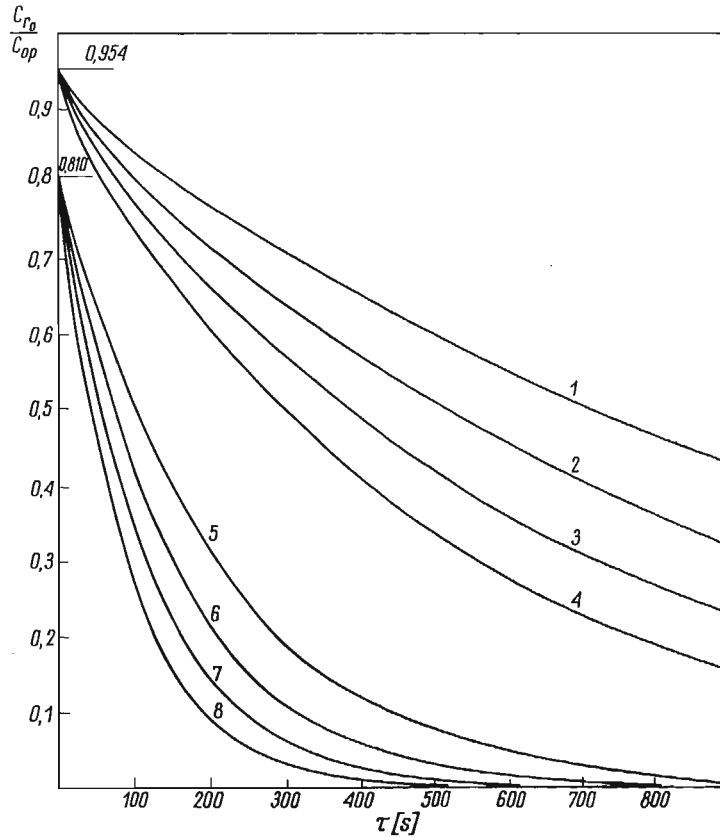
a) w pobliżu punktu  $\tau = 0$ , szereg (3.7) jest wolno zbieżny; różnica  $c_{0p} - c_0(0)$  jest zależna od  $A$  i rośnie z jego zwiększeniem,

(<sup>1</sup>) Obliczenia numeryczne szeregu  $c_{r_0}$ , na które powołujemy się w niniejszym artykule, zostały wykonane na maszynie «Odra 1013» w Zakładzie Obliczeniowym Politechniki Wrocławskiej.

b) nawet dla bardzo małych czasów ( $\tau \approx 0$ ), wyraz drugi i następne są małe w porównaniu z wyrazem pierwszym.

We wszystkich dalszych obliczeniach ograniczono się do wyrazu pierwszego. Dopuszczalność tego uproszczenia można wykazać, biorąc pod uwagę, że w przedziale czasu  $(0, \infty)$  przez powierzchnię ziarna musi przepłynąć cała ilość tlenu zawarta w przestrzeni spalania, tzn. musi być

$$(3.10) \quad \frac{4\pi r_0^3 \rho_w \alpha}{3\beta} = 4\pi r_0^2 \Lambda D c_{0p} \frac{2}{r_0} \int_0^\infty a_i \exp(-\lambda_i^2 D \tau) d\tau.$$



Rys. 2.  $c_{r_0}/c_{0p}$  w funkcji czasu dla  $r_0 = 0,1$   $R/r_0 = 50$

Oznaczenia krzywych: 1 -  $\Lambda = 1$ , ( $D = 3,9$ ); 2 -  $\Lambda = 1$ , ( $D = 5,4$ ); 3 -  $\Lambda = 1$ , ( $D = 7,2$ ); 4 -  $\Lambda = 1$ , ( $D = 9,3$ ); 5 -  $\Lambda = 10$ , ( $D = 3,9$ ); 6 -  $\Lambda = 10$ , ( $D = 5,4$ ); 7 -  $\Lambda = 10$ , ( $D = 7,2$ ); 8 -  $\Lambda = 10$ , ( $D = 9,3$ )

Jeżeli w powyższym równaniu ograniczyć się do pierwszego szeregu, to po scałkowaniu i po prostych przekształceniach otrzymuje się warunek

$$(3.11) \quad \frac{r_0^2}{3} \left( \frac{R}{r_0} \right)^3 = \frac{2\Lambda a_1}{\lambda_1^2}.$$

Obliczenia przeprowadzone dla  $r_0 = 0,01 \div 0,1$ ;  $R/r_0 = 5 \div 150$ ;  $A = 1 \div 50$  wykazały, że warunek (3.11), dla uwzględnionego zakresu wartości  $r_0$ ,  $R/r_0$  i  $A$ , jest spełniony z błędem nie przekraczającym 0,5%, przy wartościach  $\lambda_1$  wyznaczanych z dokładnością  $10^{-6}$ .

#### 4. Wpływ niestalenia dyfuzji na czas spalania ziarna

Wpływ niestalenia dyfuzji tlenu na przebieg spalania ziarna węglowego określimy stosunkiem

$$(4.1) \quad \varphi = \frac{\tau_{sp}^N}{\tau_{sp}^U}$$

dla ziarna o  $r_0 = \text{const}$ .

Wyznamy najpierw czas spalania w warunkach dyfuzji niestalanej, wychodząc z równania (3.9). Jeżeli w tym równaniu ograniczyć się do pierwszego wyrazu szeregu, to otrzymuje się równanie (3.9.1)

$$dG_w(\tau) = -8\pi r_0 A D a_1 \frac{c_{0p} \beta}{\rho_w} \exp(-\lambda_1^2 D \tau) d\tau,$$

które po scałkowaniu i uwzględnieniu warunku:  $G_w(0) = 0$ , daje:

$$(4.2) \quad G_w(\tau) = \frac{8\pi r_0 A D a_1 c_{0p} \beta}{\lambda_1^2 \rho_w} [1 - \exp(-\lambda_1^2 D \tau)].$$

Koniec spalania nastąpi w chwili  $\tau_{sp}^N$ , gdy

$$(4.3) \quad G_w(\tau_{sp}^N) = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho_w.$$

Podstawiając powyższe do (4.2), otrzymuje się ostatecznie

$$(4.4) \quad \tau_{sp}^N = \frac{1}{\lambda_1^2 D} \ln \frac{1}{1 - \frac{\rho_w \lambda_1^2 r_0}{\beta c_{0p} 6 a_1 A}}.$$

Wyznaczenia czasu spalania ziarna w warunkach dyfuzji ustalonej, przy skończonej wartości  $\alpha$ , wymaga, jak to wspomniano w punkcie 2, dodatkowych założeń określających sposób, w jaki zmienia się stężenie tlenu w przestrzeni. Aby zachować warunek, że spalanie zachodzi przy tej samej wartości  $\alpha$ , przyjmijmy model płomienia monofrakcyjny, o dobrym mieszaniu [2], dla którego, jak wiadomo

$$(4.5) \quad c_0(r) = c_{0p} \frac{r_0^3 (\alpha - 1) + r^3}{r_0^3 \alpha}.$$

Podstawiając (4.5) do (2.4) otrzymuje się

$$(4.6) \quad \frac{dr_0}{d\tau} = -\frac{1}{\rho_w} \beta A D k \frac{1}{1 + r_0 A} \frac{r_0^3 (\alpha - 1) + r^3}{r_0^3 \alpha}.$$

Powyższe równanie określa prędkość spalania ziarna o zmiennym promieniu, podczas gdy równanie (4.4) odnosi się do ziarna o  $r_0 = \text{const}$ . Z tego względu (4.6) należy prze-

kształcić w ten sposób, aby i ono odnosiło się do ziarna o stałym promieniu. Odpowiednie przekształcenie daje

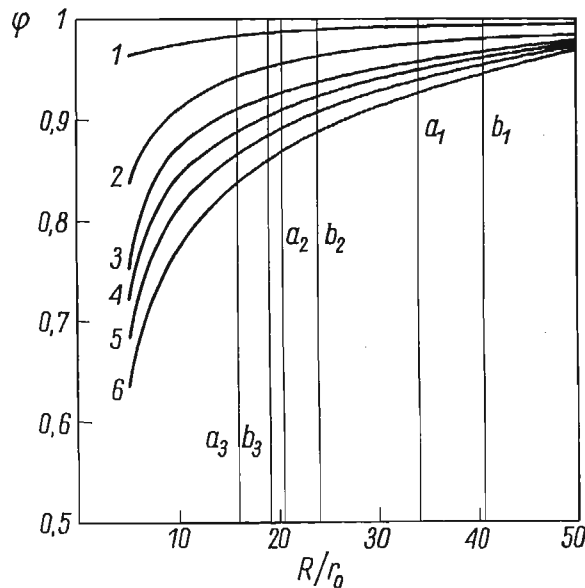
$$(4.7) \quad dG_w(\tau) = -4\pi r_0^2 \Lambda D \frac{1}{1+r_0\Lambda} \frac{c_{0p}\beta}{\varrho_w} \exp\left(-\frac{3c_{0p}}{r_0\varrho_w\alpha} \frac{\Lambda D}{1+r_0\Lambda} \tau\right) d\tau.$$

Całkując je i zachowując warunek  $G_w(0) = 0$  otrzymuje się:

$$(4.8) \quad \tau_{sp}^U = \left(\frac{R}{r_0}\right)^3 \frac{r_0(1+r_0\Lambda)}{3\Lambda D} \ln \frac{1}{1 - \frac{\varrho_w}{\beta c_{0p}} \left(\frac{r_0}{R}\right)^3}.$$

Podstawiając równania (4.4) i (4.8) do (4.1) otrzymuje się szukany stosunek

$$(4.9) \quad \varphi = \frac{\frac{1}{\lambda_1^2 D} \ln \left[ 1 / \left( 1 - \frac{\varrho_w}{\beta c_{0p}} \frac{\lambda_1^2 r_0}{6a_i \Lambda} \right) \right]}{\left(\frac{R}{r_0}\right)^3 \frac{r_0(1+r_0\Lambda)}{3\Lambda D} \ln \left[ 1 / \left( 1 - \frac{\varrho_w}{\beta c_{0p}} \frac{r_0^3}{R^3} \right) \right]}.$$



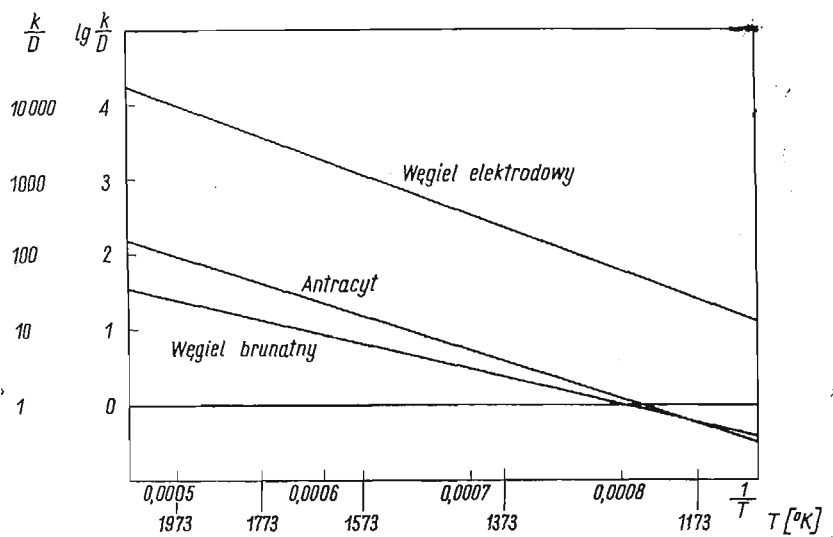
Rys. 3. Wykresy  $(R/r_0)$  dla  $r_0 = 0,1$  przy różnych  $\Lambda$   
Czynniki kładące: 1— $\Lambda = 1$ , 2— $\Lambda = 10$ , 3— $\Lambda = 30$ , 4— $\Lambda = 50$ , 5— $\Lambda = 100$ , 6— $\Lambda = 200$

Wobec wykazanej uprzednio równości (3.11) równanie (4.9) przybiera prostą postać

$$(4.9.1) \quad \varphi = \frac{\frac{1}{\lambda_1^2}}{\left(\frac{R}{r_0}\right)^3 \frac{r_0(1+r_0\Lambda)}{3\Lambda}}.$$

Wykresy funkcji  $\varphi(R/r_0)$  dla  $r_0 = 0,1$  przy kilku wartościach  $\Lambda$  są przedstawione na rys. 3. Ponieważ związek między  $\Lambda$  a  $T$  zależy od kinetycznych właściwości paliwa, na

rys. 4 podano wykresy  $\Lambda(T)$  dla kilku paliw, przyjmując wartości  $k$  wg [6], a wartości  $D$  wg [7]. Również związek między  $\alpha$  a  $R/r_0$  nie jest jednoznaczny i przy danym  $r_0$  zależy od początkowego stężenia tlenu (wartość  $\nu_0$ ) i od uwzględnionych reakcji chemicznych (wartość  $\beta$ ). Na rys. 3 liniami  $a_1, b_1$  zaznaczono obszar odpowiadający  $\alpha = 1$  przy spalaniu w powietrzu ( $\nu_0 = 0,21$ ), w przedziale temperatur 1173–1973°K i uwzględniając tylko reakcję  $C + O_2 \rightarrow CO_2$ ; liniami  $a_2, b_2$  — to samo dla czystego tlenu ( $\nu_0 = 1$ ); a liniami  $a_3, b_3$  — również dla czystego tlenu, ale z uwzględnieniem tylko reakcji  $C + \frac{1}{2} O_2 \rightarrow CO$ . Jak widać na rys. 2, przy stosowanych obecnie wartościach  $\alpha, c_{0p}, \Lambda$  (obszar na prawo od linii  $a_2$ ), wpływ nieustalenia dyfuzji tlenu na czas spalania ziarna nie przekracza kilku



Rys. 4. Wartości  $k/D = \Lambda$  we współrzędnych Arrheniusa dla różnych paliw

procent, nawet dla bardzo dużych ziaren ( $r_0 = 1000\mu$ ). Dla mniejszych ziaren, te różnice są odpowiednio mniejsze. Przykładowo, jeżeli przy  $\Lambda = 10$ ,  $R/r_0 = 50$ , dla  $r_0 = 1000\mu$ ,  $\varphi = 0,965$ , to dla  $r_0 = 100\mu$ ,  $\varphi = 0,985$  przy tych samych wartościach  $\Lambda$  i  $R/r_0$ . Natomiast przy spalaniu w czystym tlenie (obszar na prawo od linii  $b_2$ ), zwłaszcza z uwzględnieniem reakcji tworzenia CO (obszar na prawo od linii  $b_3$ ), błąd w wartościach czasu spalania może przekroczyć 10%, przynajmniej dla dużych ziaren.

## 5. Wnioski

Z przeprowadzonej analizy wynika, że przy stosowanych obecnie w płomieniu pyłowym wartościach  $T, \alpha, c_{0p}, r_0$ , wpływ nieustalenia dyfuzji tlenu na czas spalania ziarna jest niewielki i może być pominięty. Ewentualne różnice w czasach spalania, nawet dla bardzo dużych ziaren rzędu  $1000\mu$ , nie przekraczają kilku procent, co wobec małej dokładności podobnych obliczeń jest wartością całkowicie dopuszczalną. Uwzględnienie dyfuzji nieustalonej będzie natomiast uzasadnione w przypadku bardzo dużych ziaren, stosowania powietrza wzbogaconego tlenem, przy wysokich temperaturach procesu i dużych energiach



активации. В таком случае ошибка вытекающая из принятия диффузии установленной может достигнуть 10%.

Общим выводом из проведенных размышлений является, что в анализе сгорания зерна углеродного уравнение диффузии неустальной с граничным условием отвечающим сгоранию может быть заменено уравнением диффузии установленной с тем же граничным и соответствующими уравнениями балансовыми, определяющими изменение во времени величины диффундирующей. Примерами задач, к которым вышеупомянутое упрощение относится, являются: теория пылевого пламени по концепции Тринга и Эссенхайга; определение констант кинетических на основании сгорания зерна в закрытом сосуде; анализ сгорания зерна по окончательным значениям  $\alpha$ , рассматривая реакции вторичные.

#### Литература цитованная в тексте

1. M. W. THRING, W. W. ESSENHIGH, *Thermodynamics and kinetics of combustion of solid fuel*, Chemistry of Coal Utilization, John Wiley, N. Y., London 1963, 754-772.
2. M. ZEMBRZUSKI, *O stosowaniu kinetyczno-dyfuzyjnej teorii spalania węgla do zagadnień płomienia pyłowego*, II Konferencja Kotłowa, Zeszyty Naukowe Pol. Wrocławskiej, nr 172, Energetyka VII, 23-32.
3. M. ZEMBRZUSKI, *Urządzenie do wyznaczania czasu zapłonu i spalania ziaren pyłu węglowego*, Zgłoszenie patentowe P-119347.
4. L. A. VULIS, *Thermal regimes of combustion*, Mc Graw-Hill, N. Y. London 1961, (перекл. з я. рос.).
5. Хитрин Л. И.: Изв. АН СССР. ОТН., 4 (1953), 543-561.
6. D. A. FRANK-KAMENETZKI, *Stoff- u. Wärmeübertragung in der chemischen Kinetik*, Springer-Verlag, Berlin 1959 (перекл. з я. рос.).
7. Канторович Б. В., *Введение в теорию горения и газификации твердого топлива*, Москва 1961.

#### Резюме

#### О НЕУСТАНОВИВШЕЙСЯ ДИФФУЗИИ КИСЛОРОДА В ПРОЦЕССЕ СГОРАНИЯ УГОЛЬНОГО ЗЕРНА

Обсуждается неустойчивая диффузия кислорода в процессе сгорания угля. Доказано, что в ряду являющемся решением этого уравнения, достаточно сохранить только первый член. Затем, исходя из этого утверждения, доказывается, что влиянием неустойчивого характера диффузии кислорода на процесс сгорания (при тех температурах и концентрациях, какие встречаются в пылевых пламенах) можно пренебречь. Только при очень высоких температурах процесса и при большой концентрации кислорода может оказаться необходимым принятие во внимание неустойчивого характера диффузии. Практическим заключением из проведенного анализа является допустимость уравнений основанных на предположении о том, что диффузия кислорода в зерно имеет установившийся характер. Это справедливо как по отношению к модели пылевого пламени (согласно концепции Тринга и Эссенхайга [1]), так и при определении суммарных кинематических констант угля на основе времени сгорания зерна в закрытом сосуде) согласно методу предложенному в работе [2].

## S u m m a r y

## ON TRANSIENT DIFFUSION OF OXYGEN IN COAL GRAIN COMBUSTION PROCESS

The equation of transient diffusion of oxygen for coal grain combustion process was discussed, and it was proved that in a series, being the solution of that equation, it is sufficient to take the first term only.

Then, basing on the above mentioned statement it was shown that the influence of transient diffusion character of oxygen on combustion process, at the temperature and concentrations which presently appear in dust flames, may be omitted. At very high temperatures of the process and high concentrations only, it may be necessary to take into account the transient character of diffusion. The practical conclusion of the analysis is that, the application of equations based on assumption that diffusion of oxygen into the grain has a steady character, is permissible, with reference both to Thring's and Essenhigh's [1] conceptions, as well as to evaluation of summary coal kinetic constants, based on burning time of the grain in closed vessel (see [2]).

KATEDRA URZĄDZEŃ KOTŁOWYCH  
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

*Praca została złożona w Redakcji dnia 31 lipca 1967 r.*