ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

ENERGETYKA





ZESZYTY NAUKOWE Nr 726

RYSZARD WILK

BADANIA ZJAWISKA SPALANIA KROPLI PALIWA CIĘŻKIEGO

1982

OPINIODAWCA

Prof. dr inż. Zdzisław Orzechowski

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Wiesław Gabzdyl (redaktor naczelny), Gerard Kosman (redaktor działu), Elżbieta Stinzing (sekretarz redakcji)

OPRACOWANIE REDAKCYJNE

Kazimiera Rymarz

Wydano za zgodą Rektora Politechniki Śląskiej

PL ISSN 0372-9796

Dział Wydawnictw Politechniki Śląskiej ul. Kujawska 3, 44-100 Gliwice

 Nakl. 150+85
 Ark. wyd. 4,8
 Ark. druk. 5,0
 Papter drukowykl. V,70x100,70 g

 Oddanodo druku 1.56.1982
 Podpis. do druku 15.07.1982
 Druk ukończ. we wrześniu 1982

 Zamówienie 548/82
 B-24
 Cena zł 48,

Skład, fotokopie, druk i oprawę wykonano w Zakładzie Graficznym Politechniki Śląskiej w Gliwicach

SPIS TRESCI

Str.

ods	STANOWE OZNACZENIA I INDEKSY	5
1.	WSTEP	7
2.	PRZEGLAD LITERATURY	9
3.	BADANIA EKSPERYMENTALNE	
	3.1. Stanowiska badawcze	
	3.2. Wyniki Dadan	21
	3.3. Dyskusja wynikow i wnioski	۴.
4+	KINETYKA TERMICZNEGO ROZKŁADU KROPLI	26
	4.1. Zalożenia do reakoji pirolizy	20
	4.2. Rozkład temperatury w kropli	28
	4.3. Wyniki rozwiązania równań kinetyki	34
	4.4. Analiza kinetyki pirolizy	32
5.	MIKROEKSPLOZJA	40
	5.1. Fizykalny model zjawiska	40
	5.2. Warunki mikroekaplozji	4
	5.3. Określenie czasu ekspansji	41
	5.4. Dane brzegowo-początkowe oraz własności materiałowe	54
	5.5. Analiza wyników obliczeń czasu ekspansji	54
6.	KRYTERIUM MIKROEKSPLOZJI	57
7.	PRZYKLADY OBLICZENIOWE	6
		4
8.	PODSUMOWANIE	03
9.	WNIOSKI	67
10.	DODATEK. FOTOGRAFIE PLONACYCH KROPEL	69
	1.TTEDATEDA	7

PODSTAWOWE OZNACZENIA I INDEKSY

	a, a, -	prędkość dźwięku, m/s
	a _k -	liczba kształtu
	b, b _o -	dynamiczny współczynnik lepkości cieczy, kg/m.s
	d -	średnica kropli, mm
	6 -	· przyspieszenie ziemskie, m/s ²
	k -	stała szybkości reakcji pirolizy, 1/s
	p,pk,pd,pot,pg -	ciśnienie, ciśnienie na zewnętrznej powierzchni kropli,
		ciśnienie dynamiczne, ciśnienie otoczenia i ciśnienie
		gazu w pęcherzu, ^p a
	w -	prędkość promieniowa _{jś} m/s
	r -	współrzędna promieniowa, mm
	y,z,u,v,w -	udziały gramowe nierozłożonego substratu oraz substratu
		przekształconego w flegmę, benzynę, gaz i koks,
	К –	stosunek czasu relaksacji do czasu ekspansji (kryterium
		mikroeksplozji),
	Laila .	praca ekspansji oraz energia napięcia powierzchniowego,
	po2R	
	$Lp = \frac{ko}{b^2}$	· liczba Laplace'a
	-0	
	Re = W2R ko Po	liczba keynoldsa.
	bo	,
	R -	promien pęcherza gazowego, mm
1	$R_{k} = R + \mathcal{O} - \mathcal{O}$	· promień zewnętrzny kropli, mm
	T -	· temperatura, K
	15 -	- stosunek średnicy płomienia do średnicy kropli,
	τ -	CZAS, S
	To Tp, Tr -	- czas ekspansji, czas przebywania i czas relaksacji, 🕷
	e e	- dywargencja prędkości, 1/s
	° -	grubość powłoki, mm
	x	wykladnik izentropy,
	9.90	gęstość cieczy, kg/m
	Pot	gęstość ośrodka, kg/m ²
1	"ot	 kinematyczny współczynnik lepkości ośrodka, m⁻/s
)1 -	dotyczy pod powierzchnią kropli,
)2	otyczy w środku kropli
),, -	• dotyczy calego procesu spalania

.

- detyczy mikreeksplozji
- dotyczy wartości początkowej

- 6 -

-

- dotyczy płomienia
- kropli

DL

1. WSTEP

Ciężkie, ciekłe paliwa, zwane też paliwami odpadowymi, jest to pozostałość po destylacji atmosferycznej ropy naftowej - mazut oraz pozostałość po destylacji próżniowej ropy naftowej - gudron. Rozróżnia się kiłka typów gudrenow w zależności od stepnia próżni. Znaczenie tych paliw w dobie kryzysu energetycznego jest coraz większe. Użytkowuje się je głównie w piecach martenewskich, ketłach parowych, wielkich piecach, piecach grzewczych, a także jako czynnik podlegający odgazowaniu lub zgazowaniu na gaz energetyczny lub syntezewy. Są ene mieszaniną wielu skomplikowanych związków węglowederów przede wszystkim organicznych, tak że pełna analiza chemiczna jest niemożliwa. Charakteryzuje się je więc wielkościami makroskopewymi, takimi jak: gęstość, lepkeść, warteść opałowa, napięcie powierzchniowe itp.

Instytut Techniki Cieplnej Politechniki Śląskiej prowadzi od 1976 r. badania nad problematyką spalania, zgazowania i odgazowania mieszanin ciężkich węglowodorów z węglem. Wstępne rozpoznanie tematyki badawczej wskazało na potrzebę podjęcia badań pewnych zjawisk cząstkowych występujących w tych procesach. Stąd więc tematyka i zakres niniejszej pracy. Dotyczy ona badań podstawowych spalania pojedynczej kropli ciężkiego węglowodoru na przykładzie mazutu i gudronu.

Prowadzono badania eksperymentalne i teoretyczne. Eksperyment polegał na filmowaniu edpewiednio oświetlonej, płonącej kropli kamerą do szybkich zdjęć, a następnie na analizie otrzymanych filmów. Wyniki te posłużyły jako rozpeznanie zjawiska i ukierunkowały badania teoretyczne. W tych estatnich badaniach rezważane kinetykę rezkładu termieznego substancji kropli oraz określone warunki wystąpienia mikroeksplozyjnego spalania kropli. Mikroeksplezja jako charakterystyczne zjawiske towarzyszące spalaniu emulsji, np. oleju opałowego z wedą [11, 24], może również wystąpić samoistnie podczas spalania kropli mazutu i gudronu. Jest to zjawisko korzystne, gdyż dodatkowo rozdrabnia kroplę w czasie spalania.

Uzyskane zależności z badań teoretycznych i eksperymentalnych można adaptować do procesów zgazowania i odgazowania ciężkich węglowodorów. We wszystkich tych procesach kropla poddawana jest bowiem działaniu podwyższonej temperatury w ciągu krótkiego czasu.

2. PRZEGLĄD LITERATURY

Bibliografia z dziedziny spalania odpadowych paliw ciekłych jest skromna, gdyż w ubiegłych latach paliwa te nie były w centrum zainteresowania badaczy zajmujących się problematyką spalania cieczy. Dopiero kryzys energetyczny zwiększył zainteresowanie tymi najcięższymi frakcjami ropy naftowej.

Przegląd problematyki spalania paliw ciekłych przedstawiono w pracy [62], gdzie dokonano przeglądu zagadniań z tej dziedziny nauki, wskazując na potrzebę podjęcia badań między innymi nad spalaniem ciężkich węglowodorów ciekłych. Istniały już wcześniejsze opracowania dotyczące zjawiska spalania ciężkich węglowodorów [9, 14, 19, 22, 33, 66]. Na przykład w pracy [49] przedstawiono badania eksperymentalne płonącej kropli ciężkiego węglowodoru oraz podano próbę teoretycznego opisu zjawiska, przyjmując stan quasi-ustalony, skończoną kinetykę chemiczną spalania craz uproszczoną kinetykę pirolizy substancji kroplowej. Nie wnikano jednak w mechanizm zjawiska barbotażu i mikroeksplozji.

Powstawanie koksu oraz jego wewnętrzną strukturę omówiono w pracy [33] na przykładzie spalania kropli smoły kreosotowej. Również w tej pracy, a także w pracy [27] opisano dopalanie się substancji koksowej. Ta ostatnia jest szczególnie bogatą monografią z dziedziny spalania ciężkich, ciekłych węglowodorów.

Opis zjawisk zachodzących wewnątrz ogrzewanej kropli ciężkiego paliwa ze wskazaniem na możliwość istnienia ruchu wewnętrznego, spowodowanego nierównomiernym parowaniem, jest podany w pracy [64]. W latach 1977-80 autor prowadził badania nad mechanizmem spalania kropli ciężkiego węglowodoru, a wyniki tych badań były publikowane w pracach [37, 54, 55, 61].

W pracach [11, 19, 51] wskazano na występowanie zjawiska mikroeksplozji podczas spalania emulsji wodno-olejowej. Spalanie takiej mieszaniny przedstawiono również w pracy [50]. Jednakże celem tych badań było określenie wpływu zawartości wody na zmiejszenie emisji tlenków azotu, szkodliwych dla naturalnego środowiska. Nieustalony proces parowania i spalania wodno-olejowej kropli badano numerycznie w pracy [4]. Stan końcowy procesu przyjęto, gdy temperatura oleju zrówna się z temperaturą wrzenia wody, tj. na początku mikroeksplozji.

Procesowi spalania kropli ciężkiego węglowodoru towarzyszy termiczny rozkład substancji kropli spowodowany dopływem ciepła ze strefy spalania. Podstawy kinetyki chemicznej tego rozkładu przedstawiono w pracach [5, 35, 44, 46]. W pracy [31] przedstawiono rozważania nad szybką pirolizą ciężkich weglowodorów, w której między innymi rozważa się warunki keksowania podczas szybkiego podgrzewania mazutu i gudronu. Szczegółowe informacje o technologiach chemicznych procesu pirolizy oraz jego produktach można znależć w pracy [2].

- 10 -

¹łonąca kropla ciężkiego węglowodoru pulsująco zwiększa swoją objętość z powodu tworzenia się w jej wnętrzu pirolitycznego pochodzenia eśrodków parowania, gazowania i koksowania. Ruch powłoki cieczowej wokół pęcherzyków gazowych opisany jest prawami zachowania pędu, substancji i energii. Rozwiązania analityczne podobnych problemów przepływowych były już wykonywane wielokrotnie przy pewnych założeniach upraszczających [6, 29, 30, 32, 34]. W ostatnich latach rozpowszechniły się numeryczne metody rozwiązania równania Naviera-Stokesa przy uwarunkowaniach substancjalnych i energetycznych. Spośród wielu czynionych prób można przytoczyć następujące przykład: [13, 10, 38, 40, 42, 45, 48].

W niniejszej pracy do rozwiązania równania ruchu cieklej powłoki zastosowano kombinowaną metodę analityczno-numeryczną.

3. BADANIA EKSPERYMENTALNE

3.1. Stanowiska badawcze

Badania eksperymentalne polegały na równoczesnej obserwacji oraz rejestracji średnicy kropli a także jej temperatury w trakcie spalania. Jako sposób badań wybrano, mimo jej systematycznego błędu [25, 5], metodo stacjonarnej kropli zawieszonej w nieruchomym otoczeniu, ponieważ tylko ta metoda zapewniała jednoczesność pomiaru średnicy i temperatury. Zbudowano więc specjalne stanowisko badawcze przedstawione na rysunku 1, umożliwiające rozwinięcia czasowe procesu.



Rys. 1. Schemat stanowiska badawczogo

W skład stanowiska badawczego wchodzily następujące części: 1) urządzenie do podgrzewania i utrzymywania kropli w czasie spalania,

- 2) uklad wizualizacy, iny,
- 3) układ automatycznej regulacji,
- 4) układ do pomiaru i rejestracji temperatury.

*idok urządzenia do podgrzewania i utrzymywania kropil przedstawiono na rysunku 2. Kropia zawieszona była na drucie podtrzymującym, wykonanym w kształcie pętli z drutu platynowego o grubości 0.08 cm. Różnich unpicó przyłożonych do zacisków elektrody generowała iskrę elektryczną przeskokującą między elektrodą a drutem podtrzymującym. kropię wstępnie podgezewano grzałkami elektrycznymi zasilanymi prądem z zacisków grzałek. Obok drutu podtrzymującego zainstalowano pręt jako wzorzec skali długości dla średnicy kropli.

- 12 -



Rys. 2. Urządzenie do podtrzymywania i zapalania kropli

Celem układu automatycznej regulacji, którego schemat przedstawiono na rysunku 3, było sterowanie kamerą filmową, oscylografem oraz generatorem iskry zapłonowej, który uruchamiany był po upływie czasu potrzebnego dla rozbiegu kamery filmowej. Poza tym układ automatycznej regulacji pozwalał na zmianę długości czasu trwania iskry w granicach 0,02÷0,3 s, a także sterował włączaniem i wyłączaniem grzałek podgrzewających kropię w chwili pojawienia się iskry elektrycznej. Jako generator iskry posłużył transformator Tesli, co umożliwiało dzięki dużej przekładni transformatora wytwarzanie ciągłej iskry o napięciu rzędu 30 kV.

Układ wizualizacyjny składał się z kamery filmowej do szybkich zdjęć Pentazet 16 A oraz urządzenia oświetleniowego, którym był albo smugoskop o średnicy 70 mm, albo dwie lampy halogenowe o mocy 1 kW każda, usytuowane pod kątem 30° i 60° względem osi obiektywu kamery. Filmowanie prowadzono z prędkościami 500 lub 1000 klatek/sek. na taśmie UP-27 lub NP-52 o



- 13 -

szerokości 10 mm. Kamera wyposażona jest w znacznik czasu, dzięki któremu określono czasowe zmiany badanego procesu co 10⁻³ sek. Oświetlenie smugowe dawało wyraźny obraz konturu kropli oraz płomienia usytuowanego wokół niej. Natomiast oświetlenie halogenowe umożliwiało dokładną obserwację pewierzchni płonącej kropli.

- 14 -

w układzie do pomiaru i rejestracji temperatury w kropli zastosowano termopary PtRh-Pt o średnicy drutów 0,08 mm oraz oscylograf petlicewy H 115 [59]. Uruchomianie oscylografu było automatyczne impulsem z kamery. W niektórych badaniach prowadzono równocześnie pomiary dwiema termoparami, z których jedna była usytuowana centralnie, a druga w pobliżu powierzchni kropli.

3.2. Wyniki hadań

Prowadzono badania czasowej zależności średnicy i temperatury w kropli dla różnych początkowych temperatur i średnic kropel, Badane paliwa przedstawiono w tablicy I. Obok ciężkich, ciekłych węglowodorów badano również w celach porównawczych spalanie kropli lżejszych węglowodorów (benzyna ekstrakcyjna, etylina).

	Własności badanych paliw								
		Dynamiczny		Udział gramowy, 🛸					
Paliwo	Gęstość kg/m ³ w T=293 K	wspołcz. lepkości kg/ms T=353 K	с	h	8	n	~	p	
Benzyna ekstrakcyjna	750	0,0002 ^x	92,3	7,7	-	-	-	-	
Etylina 78	760	0,0005 ^x	85,0	14,9	0,05	0,05	-	-	
Olej napędowy	850	0,00255 ^x	86,5	12,8	0,4	0,3	-	-	
Olej opalowy 1	921,8	0,012 ^x	85,86	12,16	0,18	1,76	-	0,02	
Olej opalowy 2	918,6	0,012	85,77	12,18	0,18	1,75	-	0,02	
Mazut M-40-B	908,2	0,042	\$5,53	12,03	0,33	1,17	0,3	0,04	
Mazut MZR Plock	952,3	0,047	85,35	10,83	2,03	1,39	0,3	0,10	
Gudron 26%	983,6	3,040	35,02	10,69	1,21	2,57	0,46	0,0	
Gudron 33%	989,9	2,017	\$5,72	11,09	1,22	1,73	0,22	0,03	

Wartości wyznaczone w temperaturze 293 K.

Taśmy filmowe obrazów kropel wyświetlano na ekranie i planimetrowano. Ponieważ kropla nie miała kształtu kulistego, zastosowano ekwiwalentną średnicę obliczoną wg wzoru [59] :



nicy kropli d, temperatur

kropli w pobliżu jej po-

wierzchni T₁ i w jej środ-

ku T₂ oraz stosunku śred-

nicy czoła spalania do

średnicy kropli (rys. 4)

miarów przedstawiono na

spalania paliw 12e jszych.

W tym przypadku obowiązuje

Przykładowe wyniki po-

w funkcji czasu %.

gdzie: 4

Tablica I

- splanimetrowana powierzchnia rzutu kropli,

- powiekszenie,

 $V_{t,i}, V_p$ = objętość zanurzonych w kropli termopar i drutu podtrzymującego krople. Prowadzono pomiary śred-



rysunkach 5-18. Rysunki 5, 6, 7 i 8 przedstawiają wyniki badań

Rys. 4. Kropla ze strefą spalania

powszechnie znane prawo liniowej zależności kwadratu średnicy kropli od czasu. Jednakże w przypadku oleju napędowego oraz oleju opałowego 2 widoczne są na początku zjawiska odstępstwa od liniowości. Temperatury T, i T₂ poza początkowym odcinkiem podgrzewania są wyrównane, stałe i równe temperaturze parowania 4. 5K dla etyliny 78 i~ K dla oleju napędowego). Wzrost temperatury pod koniec procesu spowodowany jest odsłaniamiem się termopar. Jest to szczególnie widoczne dla bardzo lekkiego paliwa, jakim jest benzyna ekstrakcyjna (rys. 8). W tym przypadku temperatura wrzenia wynosi 350 K.

Na rysunkach 9 i 10 przedstawiono cząsowa zależność średnicy dla ciężkich węglowodorów, uzyskaną z filmu nakręconego z częstością 1000 klatek/sek. We wszystkich pozostałych przypadkach filmowano z częstością 500 klatek/sek. Rysunki 11, 12 i 13 przedstawiają czasową zależność średnicy i temperatury pod powierzchnią (T_1^-) oraz w środku (T_2^-) kropli dla mazutu z MZR "Plock", zas na rysunkach 14, 15 dla tego samego rodzaju paliwa przedstawiono czasowa zależność kwadratu średnicy oraz temperatury w środku



Rys. 5. Czasowa zależność średnicy i temperatury w kropli dla etyliny 78



- 17 -

Rys. 7. Czasowa zależność średnicy kropli dla oleju opałowego 1 i oleju opałowego 2



Rys. 8. Czasowa zależność temperatury dla benzyny ekstrakcyjnej



Rys. 6. Czasowa zależność średnicy i temperatury w kropli dla oleju napędowego

.

- 10 -



- 18 -

Rys. 9. Cznsowa zależność średnicy kropli dla mazutu



Rys. 10. Czasowa zależność średnicy dla gudronu



Rys. 11. Czasowa zależność średnicy i temperatury w kropli dla mazutu MZR "Płock"



Rys. 12. Czasowa zależność średnicy i temperatury w kropli dlo mazutu MZK "Płock"

- 19 -



Rys. 19. Czasowa zależność średnicy i temperatury w kropli dla mazutu MZR "Plock"



ins. 14. Czasowa zależność średnicy i temperatury w środku kropli dla mazutu MZR "Płock"



- 21 -

Rys. 15. Czasowa zależność średnicy i temperatury w środku kropli dla mazutu MZR "Płock"



Rys. 10. Czasowa zależność średnicy i stosunku ß dla gudronu 33%

- 20 -



- 22 -

Rys. 17. Czasowa zależność temperatury w środku kropli dla gudronu 33%



Rys. 10. Czasowa zależność temperatury w środku kropli dla mazutu M-40-B

- 23 -

kropli (T_2). Rysunek 16 przedstawia czasową zależność kwadratu średnicy oraz stosunek β średnicy plomienia do średnicy kropli dla gudronu 33%. Przykłady zależności temperatury w środku T_2 dla gudronu 33% oraz mazutu M-40-B przy różnych początkowych średnicach kropel prezentują rysunki 17 i 18.

W dodatku do pracy przedstawiono przykładowe fotografie płonących kropel, wybrane z niektórych nakręconych filmów.

3.3. Dyskusja wyników i wnioski

Wyniki badań obarczone są błędami pomiarowymi, które po oszacowaniu mają następujące wartości:

Maksymalny błąd względny pomiaru ekwiwalentnej średnicy kropli oszacowany za pomocą różniczki zupełnej [53] wynosi $\delta_d = 9,8\%$. Błąd pomiaru czasu spalania jest zależny od prędkości filmowania (500 lub 1000 kl/sek) i wynosił odpowiednio 0,2,10⁻³ lub 1.10⁻³ s. Błąd pomiaru temperatury wynika z charakterystyki termopar i wynosi = 2,5 K. Błąd systematyczny, wynikły z przewodzenia ciepła przez druty termopar od strefy spalania do środka kropli, oszacowano np. dla benzyny ekstrakcyjnej jako = 1,5 K [65]. Można więc przyjąć, że błąd ten nie ma istotnego wpływu, a na potwierdzenie tej tezy przytoczyć wyniki pomiaru temperatury w kropli benzyny ekstrakcyjnej. W tym przypadku poza początkiem procesu, kiedy kropla się podgrzewa oraz końcem procesu, gdy wyłaniają się termopary z cieczy, temperatura w kropli jest stała i wyrównana w całej objętości kropli (*r*ys.8). Unioski z obserwacji i pomiarów są następujące:

W czasie podgrzewania kropli jej substancja wiruje. Po zapłonie zjawisko to otrzymuje się w zmniejszonej intensywności do konca spalania. Występuje ono zarówno dla lekkich, jak i ciężkich paliw. Spalanie kropli leejszych paliw, jak wykazują przykłady: etylina 78 (rys. 5), olej napędowy (rys. 6), oleje opałowe (rys. 7) i benzyna ekstrakcyjna (rys. 8).przebiega na ogół z zachowaniem prawa liniowej zależności kwadratu średnicy kropli od czasu trwania zjawiska. Odstępstwa od tego prawa wynikają z niestabilności zjawiska zapłonu oraz są przyczyną niepełnego zastosowania quasi-stabilnej teorii do opisu procesu spalania kropli [28].

Temperatura w kropli, poza początkowym okresem podgrzewania i końcowym okresem, kiedy termopary wyłaniają się z wnętrza kropli, nzemnacznie się zwiększa i osiąga zarówno w środku, jak i pod powierzchnią wartość temperatury nasycenia przy ciśnieniu otoczenia. Paliwa te jako mieszaniny różnych składników podlegają wrzeniu w pewnym zakresie temperatur, który np. dla etyliny 78 jest dosyć wąski i wynosi 365-385 K, a dla oleju napędowego 485-525 K. Benzyna ekstrakcyjna ze względu na bardzo wąski skład frakcyjny [15] wrze praktycznie przy stałej temperaturze, równej 358 K.

Zjawisko spalania kropli cięzkiego paliwa przebiega zupełnie inaczej. Kropla początkowo nieznacznie zamiejsza średnice, następnie pulsująco ja zwiększa i częstotliwość tych pulsacji wzrasta w miarę zbliżania się do końca procesu, kropla upodabnia się do gotujacej lawy, z której wyrzucane są substancje do strefy spalania. Nie jest zachowane wiec prawo liniowej zależności kwadratu średnicy kropli od czasu. Wzrost objętości kropli przy końcu procesu jest szczególnie duży i prowadzi do rozpadu kropli, Zjawisko to znane jest jako mikroeksplozja kropli [20]. Należy tu zwrócić uwagy na pewien blad systematyczny metody badawczej. Otóż obecność obcych ciał w kropli, jakimi są drut podtrzymujący i druty termopar oddziałuje adhezyjnie z cieczą, utrudniając jednoznaczną interpretację zjawiska mikroeksplozji. Jest to szczególnie widoczne tam, gdzie są równocześnie zanurzone dwie termopary w kropli (rysunki 11, 12, 13). W doświadczeniach, podczas których w ogóle nie stosowano termopar, jest wyraźnie widoczny mikroeksplozyjny charakter spalania (rysunki 9 i 10). Po mikroeksplozji na drucie podtrzymującym pozostaje w bezkształtnej postaci substancja koksowa. Warunki, w jakich były prowadzone eksperymenty, nie umożliwiają jej zupelnego wypalenia się i płomień gaśnie.

- 24 -

Temperatura w kropli podczas spalania przez cały czas wyraźnie wzrasta, Początkowo wzrost ten jest większy, gdyż kropla podgrzewa się. Później krzywa temperaturowa przegina się ponieważ intensyfikuje się proces parowania. Temperatura jednak w dalszym ciągu rośnie, gdyż parująca ciecz jest wieloskładnikową mieszaniną węglowodorów. Pomiędzy środkiem kropli a jej powierzchnią istnieje różnica temperatur zwiększająca się w miarę zbliżania się do końca procesu. Zakres tej zmienności jest 50;200 K. Zwiększanie się tej różnicy temperatur, a także wzrost obu temperatur w miarę zbliżania się do mikroeksplozji i odginanie się krzywych temperaturowych ku górze spowodowane jest wyłanianiem się termopar z cieczy i cieplnym oddziaływaniem płomienia. Wartość temperatury, jaką wskazują termopary w środku kropli gudronu (rys. 17), w chwili mikroeksplozji jest 1025±1120 K.

Zwiększanie się temperatury oraz niezachowanie prawa liniowej zależności kwadratu średnicy od czasu świadczą o niemożności przyjęcia teorii quasi-stabilnej do matematycznego opisu zjawiska spalania kropli ciężkiego węglowodoru [62]. Również dowodem na to jest zmienność stosunku średnicy płomienia do średnicy kropli w granicach $\beta = 1,28\pm1,62$ (rys. 16). Właściwa entalpia parowania paliw lekkich jest np. dla benzyny w granicach 293 ±314 kg oraz 189 ±290 kJ/kg dla oleju napędowego. Natomiast w przypadku ciężkich węglowodorów wynosi ona 110 ±140 kJ [15]. Można więc stwierdzić, że kropla paliwa lekkiego, żatwo parującego jest intensywnie chłodzona przez endotermiczny proces parowania przebiegający na jej powierzchni. Temperatura w kropli takiego paliwa przyjmuje wartości nie większe od temperatury wrzenia, której poziom nie inicjuje termicznego rozkładu cieczy [12, 31]. Kropla ciężkiego paliwa nie jest tak intensywnie chłodzona przez parowanie i temperatura przekracza stabilność chemiczną substancji cieczy. Strefa spalania zasilana jest poczatkowo parami paliwa, a następnie produktami rozpoczynającego i rozwijającego się termicznego rozkładu.

W następnym rozdziałe rozpetrzono kinetykę termicznego rozkładu ciężkich wyglowodorów.

- 25 -

4. KINETYKA TERMICZNEGO ROZKŁADU W KROPLI

4.1. Założenia do reakcji pirolizy

Podczas ogrzewania mazutu w pierwszej kolejności wydzielają się znajdujące się w szczątkowej ilości woda oraz frakcje lżejsze. Zachodzi to w temperaturze 408;516 K [3]. Dla gudronu zjawisko to na ogół nie występuje. Przy dalszym ogrzewaniu, po przekroczeniu granicznej temperatury, która dla mazutu wynosi 623 K oraz 773 K dla gudronu, rozpoczyna się termiczny rozkład węglowodorów, który w tym przypadku jest pirolizą [5, 15]. Przyjmuje się następujące założenia dla tej reakcji: [44]

1) reakcja pierwszego rzędu,

 brak frakcji cięższych od benzyny, w przypadku gdy reakcja przebiegnie do końca,

3) reakcja sukcesywna.

Ostatnie założenie jest dość dużym uproszczeniem, lecz powszechnie przyjmowanym ze względu na brak dokładniejszych opisów.



 $\begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} pierwszy \ pro\\ stancję \ koks\\ zynę \ B, \ a \ ta\\ szybkościami \end{array}$

oraz wody L jest substratem do pirolizy P, który następnie równolegie rozkłada się ze stałymi szybkościami reakcji k_1 i k_4 odpowiednio na pierwszy produkt pośredni - flegmę F oraz substancję koksową K. Flegma rozkłada się na benzynę B, a ta na gaz G z odpowiednimi stałymi szybkościami reakcji k_2 i k_3 .

^Przy ww. założeniach schemat pirolizy przedstawiono na rys. 19. Surowiec S po wydzieleniu się szczątkowych ilości lżejszych pozostałości

Ilość substratu ^p przemienionego w flegmę F, benzynę ^b, gaz G i substancję koksową K odniesiono do początkowej ilości substratu ^p, i oznaczono:

$$z = \frac{F}{P}$$
, $u = \frac{B}{P}$, $v = \frac{G}{P}$, $w = \frac{K}{P}$ (2)

Natomiast stosunek nierozłożonego substratu P do poczatkowej ilości substratu P oznaczono:

$$y = \frac{p}{p_0}$$
(3)

Każdy z powyższych udziałów gramowych ma charakter sumaryczny, a więc wartości tych udziałów oznaczają ilości od początku do rozpatrywanej chwili. Zgodnie z ww. założeniami kinetykę pirolizy można zapisać następującym układem równań różniczkowych zwyczajnych [44]:

- 27 -

$$-\frac{dy}{dt} = (k_1 + k_4)y$$

$$\frac{dz}{dt} = k_1y - k_2z$$

$$\frac{du}{dt} = k_2z - k_3u$$

$$\frac{dv}{dt} = k_3u$$

$$\frac{dw}{dt} = k_4y$$
(4)

Na podstawie badań eksperymentalnych dla ciężkich, cieklych węglowodorów zostały opracowane następujące zależności [44]:

$$lgk_{*} = 11,822 - 11453/T$$
 (5)

$$\frac{k_2}{k_1} = 0,426 \pm 0,5$$
(6)

$$\frac{k_4}{k_1} = 0,667 \pm 1,538 \tag{7}$$

oraz dla benzyny:

$$lgk_{2} = 11,25-10970/T$$
 (8)

Większe wartości stosunku ku/k, dotyczą węglowodorów o małej zawartości żywie.

Pojawienie się w czasie termicznego rozkładu węglowodorów ubogioh energetycznie może wywołać hamowanie reakcji. W równaniach (4) mie uwzględniono tego, gdyż przyjęto, że zależności (5) (8), jako wyznaczane eksperymentalnie, już zawierają ten wpływ.

Analityczne rozwiązanie układu równań (4) przy stałej temperaturze jest stosunkowo łatwe, a wyniki obliczeń dla mazutu przedstawiono w pracy [55]. W rzeczywistości, w kropli ciężkiego paliwa temperatura w czasie spalania rośnie i analityczne rozwiązanie układu równań (4) jest niemożliwe. Dla rozwiązania numerycznego tego układu jest niezbędna znajomość zależności temperatury w kropli od czasu.

4.2. Rozklad temperatury w kropli

Kształt krzywej przebiogu temperatury w kropił ciężkiego paliwa imputuje, że można ją odwzorować równaniem typu:

- 28 -

$$T = T + \Lambda t^{B} exp(Ct)$$
 (9)

przy A>0, B>0 oraz 0<0<1 [39, 6]. Należy jednakże przyjąć, że wzrost temperatury przy kodeu zjawiska jest spowodowany odsłanianiem się termopar. Jest to więc bied metody pomiarowej i dlatego nie należy uwzględniać tego przyrostu tomoratury. - związku z powyższym rozkład temperatury odwzorowano równaniem potegowym:

$$i = T_{0} + a_{*} t^{b}, \qquad (10)$$

gdzie: a > 0 i b > 0.

Przeprowadzono usystematyzowane badania rozkładu temperatury w środku płonącej kropli dla dwóch rodzajów ciężkich paliw: gudronu 33% oraz mazutu M-40-B [60]. Przykładowe wyniki tych pomiarów były już przedstawione na rysunkach 17 i 18. Zmiennymi w tych badaniach były temperatura początkowa oraz średnica początkowa kropli. Metodą najmniejszych kwadratów [53] dobrano współczynniki a i b równania potęgowego (10) i przedstawiono na rysunkach 20 dla gudronu 33. oraz na rysunku 21 dla mazutu M-40-B.

Analiza wyników wskazuje, że populacja współczynników b jest niezależna zarówno od temperatury początkowej paliwa, jak i od średnicy początkowej kropli. Analiza statystyczna wykazuje, że χ^2 dla gudronu i mazutu wynosi odpowiednio 0,514 oraz 1,574. Są to wartości mniejsze od maksymalnej, która dla liczuy stopni swobody N >30 na poziomie prawdopodobieństwa p = = 0,99 wynosi χ^2 = 14.953 [53]. Oznacza to, że istnieje podstawa do przyjęcia słuszności hipotezy zerowej, czyli że średnia arytmetyczna jest najlepszym reprezentantem populacji b. Średnie wartości współczynników b oraz ich przeciętne odchylenia standartowe przedstawiono w tablicy II.

Tablica II

hspółczynniki a, b_	oraz	ich	odchyl	enia	standardowe
---------------------	------	-----	--------	------	-------------

Paliwo	^b sr	s(b)	a	S(a)
Gudron 33%	0,59	0,0273	$\frac{506.1}{d_0^{1,21}}$	123
Mazut M-40-B	0,76	0,03	442.3 d ^{1,28} o	19,7



- 29 -

Rys. 20. Zależność współczynników a i b od średnicy kroplidla gudronu 33%





Natomiast populacja współczynników a wykazuje korelacje ze średnicą początkową kropli d_o, a charakter tej zależności jest hiperboliczny. Dobrane metodą najmniejszych kwadratów odwzorowania współczynników a oraz ich przeciętne odchylenia standardowe przedstawiono w tablicy II.

- 31 -

. Ostatecznie analityczna postać rozkładu temperatury w czasie w środku kropli jest następująca:

udron 33.4

$$T = T_0 + \frac{506.1}{d_0^{1,21}} \tau^{0,59}, \quad K$$
(11)

mazut M=40-B

$$T = T_0 + \frac{442.7}{d_1^{1,28}} t^{0,70}, \quad K$$
 (12)

Równania (11) i (12) sa to równania liczbowe, w których czas jest podstawiany w sekundach, a średnica w milimetrach.

Tablica Jil

Współczynniki a i b dla mazutu MZR "Płock"

Lp.	d _o , hm	Т _{о1} , К	т _{о2} , к	a ,	a.2	^b 1	υ ₂	ť _{m,s}
1	1,05	003	723	169,1	160,1	0,62	0,49	1,603
2	2,22	596	546	212,7	194,4	0,61	0,53	2,80
3	2,65	463	3 63	155,7	(209,8	0,82	0,74	4,40
ž4	2,33		560	X	207,4		0,05	2,40
5	2,57		581		228,3		0,66	1,853

Dla danych przedstawionych na rysunkach 11415, dotyczących spalania kropli nazutu MZR "Płock", dobrano współczynniki a i b równania potęgowego (10). Wartości tych współczynników przedstawiono w tablicy III. Iemperatura początkowa oraz początkowa średnica były dobierane przypadkowo i dlatego współczynniki a i b nie wykazują korelacji.

- 30 -

Rozwiązanie układu równań (4) przeprowadzono numeryczną metodą Hamminga [43]. Należy ona do metod interpolacyjno-ekstrapolacyjnych, dających stabilne rozwiązanie dla zjawisk szybko przebiegających, jak to właśnie ma miejsce w tym przypadku. Wadą tej metody jest to, że nie jest ona samostartująca i glatego trzy pierwsze kroki rozwiązano metodą Rungego-Kutty [41]. Zastosowanie tej metody dla całego przedziału czasowego zjawiska nie dawało stabilnych rozwiązań.

- 32 -

Początkowe udziały gramowe surowca, flegmy, benzyny, gazu i koksu są następujące: y=1, z=0, u=0, v=0 i w=0.

Dla mazutu M-40-B i gudronu 33% przyjęto następujące wartości: $k_2/k_1 = 0,5$ oraz $k_4/k_1 = 1$, gdyż paliwa te pochodziły z ropy o średniej zawartości żywic. Natomiast dla mazutu MZR "Płock" przyjęto wartości $k_2/k_1 = 0,5$ oraz $k_4/k_1 = 1,5$, ponieważ paliwo to pochodzi z ropy o większej zawartości żywic i asfaltenów [15].

Przykładowe wyniki rozwiązań przedstawiono na odpowiednich rysunkach. Rysunki 22, 23 i 24 obrazują rozwiązania dla gudronu 33% o temperaturze początkowej 588 K, 723 K i 773 K, dla różnych początkowych średnic kropel. Na rysunkach 25, 26 i 27 przedstawiono rozwiązania dla mazutu M-40-B o temperaturze początkowej 448 K, 498 K i 548 K, również przy różnych początkowych średnicach. Rozwiązania powyższe przeprowadzono dla temperatur w środku kropli określonych wg równania (11) lub (12) których wykresy przedstawiono na tych rysunkach. Czas w którym wystąpiła mikroeksplozja był zakończeniem obliczeń. W niektórych przypadkach udziały gramowe benzyny lub gazów są w chwili zakończenia obliczeń bardzo małe, podano więc ich wartości liczbowe na rysunku, oznaczając um i vm.

Rysunki 28, 29, 30 i 31 przedstawiają rozwiązania dla mazutu MZR "Płock" wg danych z tablicy III. W tym przypadku przeprowadzono rozwiązania dla temperatur w środku (T_2) oraz pod powierzchnią kropli (T_1) kreśląc odpowiednio linią przerywaną i ciągłą (rysunki 28, 29 i 30). Natomiast na rysunku 31 zaprezentowano wyniki rozwiązania tylko dla temperatury w środku kropli (T_2) (pozycje 4 i 5 z tablicy III).

4.4. Analiza kinetyki pirolizy

Prowadząc analizę wyników rozwiązań można z mażyć, że ze wzrastającą temperaturą zmienia się skład chemiczny substancji kropli. Czas trwania procesu i temperatura początkowa są tu wielkościami uzupełniającymi się: im wyższa jest temperatura, tym krócej trwa proces. Według literatury [15] temperaturą inicjacji pirolizy jest ≈ 623 K dla mazutów oraz ≈ 773 K dla gudronów. W niniejszych badaniach stwierdzono, że piroliza praktycznie rozpoczyna się dla mazutu w temperaturze ≈ 760 K oraz dla gudronu 800 K.



Rys. 22. Rozkłady temperatury oraz produktów pirolizy w kroplach gudronu 33° , T_o = 588 K



Rys. 23. Rozkłady temperatury oraz produktów pirolizy w kroplach gudronu 33%, $T_0 = 723$ K



- 34 -

Rys. 24. Rozkłady temperatury oraz produktów pirolizy w kroplach gudronu 33%, $T_o = 773$ K



kys. 25. Rozkłady temperatury oraz produktów pirolizy w kroplach mazutu M-40-B, $T_0 = 448$ K



Rys. 26. Rozkłady temperatury oraz produktów pirelizy w kroplach mazutu H=40-H, $T_{o}=498$ K



Rys. 27. Rozkłady temperatury oraz produktów pirolizy w kroplach mazutu M=40-B, T $_{\rm o}$ = 548 K

- 35 -



- 30 -

Rys. 28. Rozkłady temperatury oraz produktów pirolizy w środku (linie przerywana) i pod powierzchnią kropił (linia ciągła) dła mazutu SPR "łock" $T_{01} = 809$ K, $T_{02} = 723$ K



Rys. 29. Rozkłady temperatury oraz produktów pirolizy w środku (iinia przerywana) i pod powierzchnią kropli (linia ciągła) dla mazutu MZR $T_{\rm ol} = 596$ K, $T_{\rm ol} = 546$ K



Rys. 30. Rozkłady temperatury oraz produktów pirolizy w środku (linia przerywana) i pod powierzchnią kropli (linia ciągła) dla mazutu MZR "Pitock", $T_{o1} = 463$ K, $T_{o2} = 363$ K





110

- 37 -

Wpływ początkowych wartości średnicy kropli oraz temperatury jest następujący:

La mniejsza kropla (mniejsza bezwładność ciepłna), tym szybciej wzrasta temperatura, przyjmuje większe wartości oraz głębiej zachodzi piroliza, kównież przy tych samych w przybliżeniu średnicach początkowych kropli, im wyższa jest temperatura początkowa kropli, tym głębiej zachodzi piroliza.

Można więc postawić hipotezę, że w przypadku bardzo małych kropel powstających w rozpylaczach palników i wpadających do wysokotemperaturowego osrodka, jakim jest płomień, kinetyka pirolizy będzie jeszcze bardzo zaawansowana.

Gudron jako paliwo cięższe od mazutu poslada entalpię parowania 110-125 kg, czyli niższą od entalpii parowania mazutu, wynoszącą 120*140 kg Tak wicc endotermiczny proces parowania jest dla gudronu mniej skuteczny i temperatura T_o substancji w kropli, która wynosi pod koniec procesu 995;1120 K, jest większa niż dla mazutu, która wynosi 895;990 K. Poziom temperatury ma duży wpływ na kinetykę pirolizy i dlatego rozkład termiczny w kropli gudronu jest bardziej zaawansowany niż dla mazutu. Z upływem czasu udział gramowy surowca maleje niekiedy do zera, np. dla gudronu. Udział flegny rośnie, przechodzi przez maksimum (~0,32 dla gudronu), a nastepnie maleje. Wynika to stad, że flegma jest produktem pośrednim pomiedzy surowcem a benzyną. Początkowo przybywa jej z rozkładu surowca, później ubywa, gdyż sama się rozkłada na benzyne. W kropli mazutu M-40-B udział flegmy nie osiąga swego maksimum, ponieważ proces trwa krócej. Benzyna jako produkt pośredni ma podobny przebieg jak flegma i osiąga maksimum swojej zawartości, która w przypadku gudronu wynosi ~0.14. Dla mazutu M-40-11 benzyna jest daleka od osiągnięcia maksimum. Udział gramowy gazów wykazuje wyraźną tendencję wzrostową, a największą wartość, jaką osiąga, to ~0,32 dla gudronu. Dla mazutu M-40-B wartości te sa znikome.

Zawartość koksu przez cały ozas rośnie, a nawet w przypadku gudronu dochodzi do wartości 0,5 dla małych kropel. Pochylenie krzywej zawartości koksu sugeruje, że wartość 0,5 jest asymptotą, do której zmierza ten udział gramowy. Wynika to z faktu, że do obliczeń przyjęto stosunek $k_4/k_1 =$ = 1. Odpowiada to sytuacji, w której proces trwałby dostatecznie długo. Wówczas udziały produktów końcowych pirolizy, tzn. gazu i koksu byłyby w takiej samej ilości, tzn. po 0,5.

Analizując przebieg pirolizy na przykładach przedstawionych na rysunkach 28, 29 i 30, tj. dla kropel, w których jednocześnie mierzono temperaturę w środku i pod powierzchni kropli, dostrzega się wyraźnie, że proces rozkładu jest daleko bardziej zaawansowany pod powierzchnią kropli. Tu tworzy się najwięcej koksu, benzyny i gazów, a udział surowca znacznie maleje, niekiedy do zera. Ciekawy jest przykład z rysunku 30, gdzie zapłon realizowany był obcym płomieniem przy możliwie najniższej temperaturze początkowej kropli ($T_0 = 463$ K, $T_{0} = 363$ K). Spalanie trwa względnie długo i objawia się tendencja do wyrównywania się temperatury w kropli. Dlatego proces pirolizy jest równomiernie zaawansowany we wnętrzu kropli. Porównując dane z rysunków 11, 12, 13, 14 i 15 z odpowiednimi rysunkami 28, 29, 30 i 31 można zauważyć, że znaczący wzrost średnicy kropli pojawia się wówczas, gdy rozpoczyna się piroliza w środku kropli. Na przykład dla mazutu MZR "Płock" ($d_0 = 1,65$ mm, $T_0 = 723$ K) po czasie $t \approx 0,6$ sek następuje wzrost średnicy kropli (rys. 11). Piroliza surowca w środku praktycznie również rozpoczyna się po czasie $t \approx 0,6$ sek (rys. 28). To samo można powiedzieć porównując rysunki 13 i 30, 14 i 31 oraz 15 i 31.

- 39 -

5. MIGROEKSPLOZAA

5.1. Lizykainy model zjawiska

Na podstawie dokonanych obserwacji i badań eksperymentalnych, a także w wyniku rozważań nad kinetyką pirolizy można zaproponować pewien fizysalny modet zjawiska spalania kropli ciężkiego paliwa. Wyróżnićw nim można cztery główne etapy:

- 1/ podgrzewanie,
- 1) zapton i spalanie,
- 1/ mikroeksplozic,
- 4) dopalenie koksu.





Ad 1) Podgerzewanie

Z nowodu usytuowania zrzałek podzrzewających nad zórną częścią kropii ogrzewanie jej jest utorównomierne (rys. 12. Lokalnie ulega zmulejszeniu napłycie powierzchniowe wskutek zwiekszonego parowania. Zróżnicowuje się więc ciśnienie pod powierzchnią kropii. Zjawisko to wywołuje prądy konwekcyjne cieczy, które przebłegają głownie na powierzchni kropii ze względu na hamujące działanie lepkości cieczy we wnętrzu kropel [21]. Skutkiem je to jest wirowy ruch cieczy na powierzchni kropii.

b praktyce przemysłowej jest bardzo prawdopodobne, że podgrzewanie kropli będzie również nierównomierne, gdyż powstające w procesie rozpylania krople wprowadzane są do ośrodka o zróżnicowanej temperaturze i koncentracii, jakim jest płomień.

Ad 2) Zapion i spalanie

Zapion iskra elektryczca jest możliwy, gdy temperatura powierzchni Fropli osiągnie wartość i = 340 K cla nazutu M=40-B oraz 1 = 580 K dla Ładronu 33.º. kropia otoczona zostaje pionieniem – konwekcyjnie unoszacym się ku górze. Prądy konwekcyjne na powierzchni kropli słabna, gdyż ogrzew mie jost bardziej równomierne; ale nie znikają i utrzymuja się do końca spalania. oszczególne fazy tego etebu oraz rozkłady temperatury przedstawione są na rysunku 33.

- 31 -



Rvs. 33. Powstawanie koksu na powierzelmi kropli oraz pocherze gazowego w środku kropli

Jarowanie kropli rozpoczyna się na powierzchni i przemieszcza się do wnetrza w miarę upływu czasu (rys. 33b). Proces ten przebiega przy wzrastającej temperaturze, gdyż paliwo jest wieloskładnikowa nieszaniną węglowodorową. Stopniowo we wnętrzu kropel powstają ośrodki parowania, któro prądy konwekcyjne częściowo mogą wypierać na zewmatrz, sześciowo zaś moga one znikać wskutek lepkości. Zjawisko takie było juz znobserwowane dzięki mikroskopowi ogrzewczemu Leitza i opisane jest w pracy [63]. Z uniywem czasu temperatura w cieczy rośnie, szybkość powstawania ośrodków parowania również rośnie, lepkość cieczy maleje i dzięki tomu uwięzione wemą trz pary mogą wydostawać się na zewnątrz. Jost to przyczyną wahadłowego ruchu podwieszonej kropli, jak również pulsowania strety spalania, nierównomiernie zasilanej parami paliwa.

Po przekroczeniu granicznej temperatury dla pirolizy, a więc 623 K dla mazutów i 773 K dla gudronów rozpoczyna się termiczny rozkład substancji kropli (rys. 33c). Obok parowanią pojawia się strefa pirolizy, początkowo na powierzchni kropli, gdyż tu najwcześniej temperatura osiąga wymaganą wartość. Ruch wahadłowy ustaje, natomiast utrzymuje się w dalszym ciągu konwekcyjny ruch wirowy. Obok ośrodków wrzenia paliwa, które zachodzi teraz głównie we wnętrzu, powstają ośrodki pirolizy i kropla staje się podobna do gotującej się lawy. Strefa spalania zasilana jest już nie tylko parami paliwa, ale również produktami pirolizy, tzn. parami benzyn oraz gazami, których udział stale wzrasta. Wskutek pirolizy powstaje również substancja koksowa (rys. 33d). Największa jej koncentracja jest na powierzchni kropli, gdyż tu najwcześniej zaczyna się proces rozkładu. Takiemu usytuowaniu koksu sprzyja również ruch wirowy. Powstale we wnętrzu produkty pirolizy: flegma, benzyna i gaz, a także resztki par paliwa łączą się w jeden pęcherz (rys. 33e). Kropla zwiększa objętość wskutek tego, że szybkość tworzenia się par i gazów jest większa od szybkości dyfuzji na zewnątrz. Dowodem na to jest zbliżanie się strefy spalania do powierzchni kropli, czego ilościowym wyrazem jest zmniejszanie się stosunku $\beta = d_{n2}/d_{s}$ (rys, 16).

- 42 -

Ad 3) Mikroeksplozja

Lotne skladniki wewnątrz kropli są pod większym ciśnieniem swoich par niż w poprzedniej fazie procesu, gdyż temperatura jest wyższa, a także większe jest napięcie powierzchniowe warstwy zewnętrznej kropli. Krepla zmienia barwę z brunatnej na coraz ciemniejszą aż do czarnej. Oznacza to powstanie stałociekłej skorupy koksowej na zewnątrz. Uwięzione wewnątrz gazy i pary ekspandują, niszcząc kroplę. Zjawisko to nazwano mikroeksplozją kropli.

W zależności od rodzaju paliwa mikroeksplozja pojawia się wcześniej, np. dla mazutu albo prawie przy końcu pirolizy, jak to ma miejsce dla gudronu. Wcześniejsze wystąpienie mikroeksplozji w lżejszym paliwie, jakim jest mazut, wynika z tego, że jest to lotniejsze paliwo i łatwiej formują się warunki mikroeksplozji.

Ad 4) Dopalanie koksu

Bezkształtna pozostałość koksowa, zwana w literaturze cenosferą [33], pozostaje na pętli drutu. Strefa spalania wokół niej utrzymuje się bardzo krótko, gdyż straty ciepła do otoczenia są zbyt duże w stosunku do produkcji ciepła. W procesie przebiegającym w płomieniu palnika powłoka koksowa rozpada się na części, które następnie dalej mogą się dopalać, jeżeli znajdą się w przestrzeni bogatej w tlen przy odpowiednio wysokiej temperaturze [27].

5.2. Warunki mikroeksplozji

W celu sformułowania warunków mikroeksplozji wprowadzono do rozważań kroplę modelową, adekwatną do sytuacji, jaka się wytwarza w kropli tuż przed mikroeksplozją (rys. 33e). Model ten przedstawiono na rysunku 34.



Powłoka i reprezentuje rzeczywistą, stałocieklą substancję, będącą mieszaniną surowca, koksu i flegmy, zaś pęcherz gazowy 2 reprezentuje mieszaninę pirolitycznych gazów oraz par benzyn i paliwa.

Warunki mikroeksplozji možna podzielić na konieczne i warunek dostateczny [11, 37]. Warunki konieczne są dwa:

$$1) L > E_{0}$$
(13)

Rys. 34. Mikroeksplozyjny model kropli

To znaczy praca L ekspansji rdzenia gazowego musi być większa od energii E napięcia powierzchniowego. Jest to warunek pęcznienia kropli i ma on sens energetyczny.

2)
$$\tau_{\rm p} > \tau_{\rm e}$$
 (14)

To znaczy czas przebywania rdzenia gazowego wewnątrz kropli musi być większy od czasu ekspansji wewnętrznych gazów. Związane to jest siłą wyporu pęcherza gazowego. W warunkach laminarnych, jakie tu występują, czas przebywania może być wyrażony wzorem:

$$t_{\rm p} = 4.5 \frac{\delta_0^{\rm b}}{R_0^2 g \rho_0}$$
 (15)

Najważniejszy wszakże jest warunek dostateczny, który przyjęto analogicznie jak dla mikroeksplozji emulsji wodno-olejowej [11]:

$$\tau_r > \tau_e$$
 (16)

Warunek ten oznacza, że energia ekspansji musi się wyzwolić w czasie krótszym niż wynosi czas relaksacji kropli. W przeciwnym wypadku wystąpi barbotaż.

Kropla w czasie spalania ulega drganiom wywołanym nierównomiernym parowaniem, pirolizą, drganiami termicznymi itp. Ewentualne zjawisko mikroeksplozji występuje przy końcu procesu spalania, gdy prędkość kropli względem otoczenia jest już nieznaczna oraz lepkość ośrodka z powodu wysokiej temperatury jest również niewielka. Kropla posiada małe wymiary

- 43 -

- 44 -

(na ogół jej średnica jest mniejsza od 2 mm). W tych warunkach drgania kropli są drganiami typu kapilarnego [52, 10]. Tak więc czas relaksacji można przyjąć jako równy okresowi drgań fali kapilarnej, który z dużym przybliżeniem wynosi:

$$\tau_{r} \stackrel{\text{d}}{=} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{9R_{ko}^{3}}{6}}$$
(17)

Wzór ten odpowiada najczęściej występującemu rodzajowi drgań postaciowych kropli, tzn. dla minimalnej częstotliwości $\lceil 29 \rceil$.

5.3. Określenie czasu ekspansji

Obliczanie czasu ekspansji rdzenia gazowego zastąpiono obliczeniem czasu ekspansji powłoki cieczowej, gdyż zjawisko rozszerzania się pęcherza gazowego należy do kategorii słabych, stacjonarnych wybuchów [67]. Nie ma wówczas różnic prędkości między fazą gazową i ciekłą, a oddziaływanie gazu uwzględnia się poprzez zadanie warunku ciśnieniowego na powierzchniach międzyfazowych.

Czas ekspansji wyliczono z równania ruchu w postaci równania Naviera-Stokesa. Przyjęto następujące założenia:

1) ruch jest sferycznie symetryczny.

Zjawisko mikroeksplozji jest krótkotrwałe i stąd wynikają następujące dalsze uproszczenia:

- masa pycherza gazowego i powłoki cieczowej podczas mikroeksplozji nie ulegają zmianie,
- 3) przemiana gazu w pęcherzu jest izentropowa,
- 4) zastępczy współczynnik lepkości powłoki stałociekłej jest niezmienny,
- 5) współczynniki napięcia powierzchniowego na powierzchniach wewnętrznej i zewnętrznej powloki stałocieklej przyjęto jako równe sobie i niezmienne.

Warunki brzegowo-początkowe są następujące:

- 1) w chwill początkowej z=0 powłoka stalociekła jest nieruchoma, tzn. prędkość promieniowa w=0, zaś ciśnienie gazów wewnętrznych p $>p_{ot}$. Promień pęcherza gazowego oznaczono jak na rysunku 34 przez R, zaś promień zewnętrzny kropli przez R_u = R+ δ ;
- 2) w końcowej chwili mikroeksplozyjnej ekspansji powłoka stałociekła ponownie osiąga prędkość w=0, ciśnienia się wyrównują, a czas, po którym taki stan się osiąga, równa się czasowi ekspansji I.

Równania Naviera-Stokesa oraz równanie ciągłości dla ruchu sferycznie symetrycznego mają następującą postać [47]:

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \mathbf{w} \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial \mathbf{r}} = -\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial \mathbf{r}} \frac{1}{\mathbf{p}} + \frac{\mathbf{b}}{\mathbf{p}} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial \mathbf{r}^2} + \frac{2}{\mathbf{r}} \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial \mathbf{r}} - \frac{2\mathbf{w}}{\mathbf{r}^2} \right)$$
(18)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{2w}{r} \right) = 0$$
(19)

Zmiany ciśnienia w cieczy są mniejsze od 100 MPa i w związku z tym zmiany gęstości cieczy są również małe, lecz nie na tyle, żeby nie uwzględnić zmian gęstości w równaniu ciągłości. Dopuszczalne jest więc nieuwzględnienie równania stanu cieczy i wówczas równania powyższe całkowicie opisują ruch cieczy.

Rozwiązanie równania (18) przy zadanych warunkach brzegowo-początkowych polega na scałkowaniu jego w granicach R+R

$$\int_{R}^{R} \frac{\partial w}{\partial t} \, d\mathbf{r} + \int_{R}^{R} w \, \frac{\partial w}{\partial r} \, d\mathbf{r} = -\int_{R}^{R} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial r} \, d\mathbf{r} + \int_{R}^{R} \frac{b}{p} \left(\frac{\partial^{2} w}{\partial r^{2}} + \frac{2}{r} \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{2w}{r^{2}} \right) d\mathbf{r}$$
(20)

Z założenia 2 wynika że:

$$R_{k} = \sqrt[3]{R^{3} + A}, \quad \text{gdzie} \quad A = R_{ko}^{3} - R_{o}^{3}$$
(21)

Prędkość promieniowa i jej przyspieszenie dla zewnętrznej powierzchni kropli są pochodnymi substancjalnymi prędkości i zapisać je można następującymi równaniami:

$$q_{\mathbf{k}} = \frac{\mathrm{d}R_{\mathbf{k}}}{\mathrm{d}t} = \frac{R^2}{(R^3 + A)^{2/3}} \frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}$$
 (22)

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \left[\frac{2R}{(R^3 + A)^{1/3}} \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + R^2 (R^3 + A)^{2/3} \frac{d^2 R}{dt^2}\right] (R^3 + A)^{-4/3}$$
(23)

Rozwiązanie równania (20) dokonywać się będzie kolejno dla poszczególnych całek w tym równaniu.

I. Rozwiązanie drugiej całki równania (20) po podstawieniu równania (22) jest następujące:

 $\int_{R}^{R} w \frac{\partial w}{\partial r} dr = \int_{R}^{R} d(\frac{w^{2}}{2}) = \frac{1}{2} (w_{k}^{2} - w^{2}) = \frac{1}{2} (\frac{R^{4}}{(R^{3} + A)^{4/3}} - 1)(\frac{dR}{dt})^{2}$ (24)

ll. Rozwiązanie trzeciej całki równania (20) wobec małych zmian gystości cieczy ($\rho = \rho_0$ = idem) jest następujące:

 $-\int_{R}^{R} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} dr = -\frac{P_{k}-p}{\rho_{o}}$ (25)

Przez p_k i p oznaczono ciśnienia w kropli od strony powierzchni zewnętrznej i wewnętrznej. Na granicy gaz działa napięcie powierzchniowe powiększające ciśnienia tej fazy, której powierzchnia jest wklęsła [1]. Tak więc ciśnienie w cieczy na powierzchni wewnętrznej jest mniejsze od ciśnienia w gazie ograniczonym tą powierzchnią o ciśnienie napięcia powierzchniowego:

$$p = p_g - \frac{26}{R}$$
(26)

Ciśnienie gazu w pęcherzu p $_{g}$ wynika z założenia \mathfrak{I}

$$p_{f5} = p_{f5} \left(\frac{R_{o}}{R}\right)^{3\chi}$$
(27)

Gaz ekspandując wywołuje przemieszczanie się zewnętrznej powierzchni. Powoduje to opór aerodynamiczny mierzony oiśnieniem dynamicznym p_d , które w przypadku gdy charakter ruchu jest przejściowy, tj. $3 \le k \le 1000$, co praktycznie zawsze ma miejsce, można zapisać jako:

$$p_{d} = \frac{a_{k} \rho_{ot}}{2} (\eta_{ot}/2)^{1/2} \frac{R^{3}}{(R^{3} + \Lambda)^{1/6}} (\frac{dR}{dt})^{1/5}$$
(28)

Tak włęc ciśnienie cieczy na zewnętrznej powierzchni po uwzględnieniu ciśnienie dynamicznego (równ. 28) wynosi:

$$P_{k} = P_{ot} + \frac{26}{(R^{3} + A)^{1/3}} + \frac{a_{k}P_{ot}}{2} (q_{ot}/2)^{1/2} \frac{R^{3}}{(R^{3} + A)^{1/6}} (\frac{dR}{dC})^{1.5}$$
(29)

redstawiając (29), (27), (26) do (25) otrzymujo się:

$$\frac{P_{\chi^{*}P}}{P_{0}} = -\frac{P_{01}}{P_{0}} + \frac{26}{P_{0}} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{(R^{3}+A)^{1/3}}\right) + \frac{a_{k}P_{01}}{2P_{0}} \left(\frac{q_{01}}{\rho_{01}}/2\right)^{1/2} \frac{R^{3}}{(R^{3}+A)^{1/6}} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{1+5} - \frac{P_{g0}}{P_{0}} \left(\frac{R}{R}\right)^{3x}$$
(30)

fil. w celu rozwiązonia pierwszej całki równania (20) wprowadza się pomocniczą funkcję zdeilniowaną następująco [67]:

- 47 -

$$\Im = \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 w)}{\partial r} = \frac{2w}{r} + \frac{\partial w}{\partial r}$$
(31)

Za pomocą równania ciągiości (19) oraz prędkości dźwięku

$$2 = \frac{dp}{dq}$$
(32)

možna otrzymać następującą postać funkcji (31):

$$= -\frac{1}{a^2 p} \frac{dp}{dt}$$
(13)

W rozważanym przedziałe zmian ciśnień (Δp <100 MPa) można przyjąć, że a Ξ a_o = idem, co po uwzględnieniu równań (20) i (29) prowadzi do następujących zależności funkcji A na granicznych powierzchniach:

$$\mathcal{A}(R) = -\frac{1}{a_{o}^{2}\rho_{p}} \left(\frac{dp}{dt}\right)_{r=R} = -\frac{1}{a_{o}^{2}\rho_{o}} \left(-30\rho_{go}\frac{R_{o}^{32}}{R^{32}+1} + \frac{26}{R^{2}}\right) \frac{dR}{dt} \qquad (34)$$

$$\mathcal{A}(R_{k}) = \frac{26}{a_{o}^{2}\rho_{o}} \frac{R^{2}}{(R^{3}+A)^{3}/3} \frac{dR}{dt} - 1,5(\vartheta_{ot}/2)^{1/2} \frac{a_{k}\rho_{ot}}{a_{o}^{2}\rho_{o}} \frac{R^{2}}{(R^{3}+A)^{7/6}} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{1,5} - \frac{1}{2} \frac{2}{a_{o}^{2}\rho_{o}} \frac{R^{2}}{(R^{3}+A)^{7/6}} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{1,5} - \frac{1}{2} \frac{2}{a_{o}^{2}\rho_{o}} \frac{R^{2}}{(R^{3}+A)^{7/6}} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{1/2} \frac{a_{k}\rho_{ot}}{a_{o}^{2}\rho_{o}} \frac{R^{2}}{(R^{3}+A)^{7/6}} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{1,5} - \frac{1}{2} \frac{2}{a_{o}^{2}\rho_{o}} \frac{R^{3}}{(R^{3}+A)^{7/6}} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{0,5} + \frac{1}{2} \frac{2}{2} \frac{A}{a_{o}^{2}\rho_{o}} \frac{R^{5}}{(R^{3}+A)^{13/6}} + \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{A}{a_{o}^{2}\rho_{o}} \frac{R^{5}}{(R^{3}+A)^{13/6}} + \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{A}{a_{o}^{2}\rho_{o}} \frac{R^{5}}{(R^{3}+A)^{13/6}} + \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{R^{5}}{(R^{3}+A)^{13/6}} + \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{(R^{3}+A)^{13/6}} + \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{$$

Całkując przez części pierwszą całką równania (20) oraz podstawiając (31) otrzymuje się:

$$\int_{R}^{R_{k}} \frac{\partial w}{\partial t} d\mathbf{r} = -\int_{R}^{R_{k}} \frac{\partial (\mathbf{r}^{2} w)}{\partial t} d(\frac{1}{\mathbf{r}}) = -\mathbf{r} \frac{\partial w}{\partial t} \bigg|_{R}^{R_{k}} + \int_{R}^{R_{k}} \mathbf{r} \frac{\partial \lambda}{\partial t} d\mathbf{r}$$
(26)

$$-\mathbf{r} \left. \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} \right|_{\mathrm{R}}^{\mathrm{R}_{\mathrm{K}}} = -\left[\mathbf{r} \left. \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} \right]_{\mathbf{r}=\mathrm{R}_{\mathrm{K}}} + \left[\mathbf{r} \left. \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} \right]_{\mathbf{r}=\mathrm{R}} \right]$$
(37)

- 46 -

- 48 -

Przyspieszenie jest pochodną substancjalną prędkości:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{dw}{dt} - w \frac{\partial w}{\partial r}$$
(38)

$$w = \frac{dR}{dt}, \quad \frac{dw}{dt} = \frac{d^2R}{dt^2}$$
 (39)

Z równania (31) otrzymuje się:

1

$$\frac{\partial w}{\partial r} = \mathcal{R} - \frac{2w}{r} \tag{40}$$

Podstawiając (23), (39), (40) do (38) oraz uwzględniając zależności (34) i (35) otrzymuje się po przekształceniu następującą postać równania (37):

$$-r \frac{d^{2}R}{dt} = R \frac{d^{2}R}{dt^{2}} - 3 \frac{k p_{go}}{k \rho_{o}} \left(\frac{R_{o}}{R}\right)^{32} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} + 2 \frac{6}{a^{2} \rho_{o}} \frac{1}{R} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} + 2 \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} + 2 \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} + 2 \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} \left(\frac{d$$

W rozważanym zakresie ciśnień (p < 100 MPa) dopuszczalne jest przybliżenie akustyczne dla każdej wielkości fizycznej, a więc również dla funkcji , która jest dywergencją prędkości i wtedy dla tej funkcji przyjęto równanie typu kulistego:

$$\lambda = \frac{f(\tau - \frac{r}{2})}{r}, \qquad (42)$$

=

gdzie f jest dowolną funkcją zmiennej $(2 - \frac{1}{a_0})$.

Podstawiając (42) do drugiego członu równania (36) otrzymuje się:

$$\int_{R}^{R} \mathbf{r} \frac{\partial \lambda}{\partial t} d\mathbf{r} = -\mathbf{a}_{0} \int_{R}^{R} \frac{\partial (\mathbf{r}, \lambda)}{\partial \mathbf{r}} d\mathbf{r} = -\mathbf{a}_{0} (\mathbf{r}, \lambda) \Big|_{R}^{R} = \mathbf{a}_{0} \Big[R \lambda (R) - (R^{3} + \Lambda)^{1/3} \lambda (R_{k}) \Big]$$
(43)

- 49 -

Podstawiając (33) i (34) do (42) po przekształceniu otrzymuje się:

$$\int_{R}^{R} \mathbf{r} \frac{\partial \lambda}{\partial t} d\mathbf{r} = 3 \frac{\mathbf{k} \mathbf{p}_{oo}}{\mathbf{a}_{oo} \mathbf{q}_{o}} \left(\frac{\mathbf{R}_{o}}{\mathbf{R}}\right)^{3\mathcal{R}} \frac{d\mathbf{R}}{dt} - 2 \frac{\mathbf{q}_{oo}}{\mathbf{a}_{oo} \mathbf{q}_{o}} \frac{1}{\mathbf{R}} - 2 \frac{\mathbf{q}_{o}}{\mathbf{a}_{o} \mathbf{q}_{o}} \mathbf{R}^{2} (\mathbf{R}^{3} + \mathbf{A})^{-1} \frac{d\mathbf{R}}{dt} + 1,5 \left(\vartheta_{ot}/2\right)^{1/2} \frac{\mathbf{a}_{k} \mathbf{q}_{ot}}{\mathbf{a}_{oo}} \mathbf{R}^{2} (\mathbf{R}^{3} + \mathbf{A})^{-5/6} \left(\frac{d\mathbf{R}}{dt}\right)^{2,5} + 0,75 \left(\vartheta_{ot}/2\right)^{1/2} \frac{\mathbf{a}_{k} \mathbf{q}_{ot}}{\mathbf{a}_{o} \mathbf{q}_{o}} \mathbf{R}^{3} (\mathbf{R}^{3} + \mathbf{A})^{-5/6} \left(\frac{d\mathbf{R}}{dt}\right)^{0,5} \frac{d^{2}\mathbf{R}}{dt^{2}} + 1,75 \left(\vartheta_{ot}/2\right)^{1/2} \frac{\mathbf{a}_{k} \mathbf{q}_{ot}}{\mathbf{a}_{o} \mathbf{q}_{o}} \mathbf{R}^{5} (\mathbf{R}^{3} + \mathbf{A})^{-11/6} \left(\frac{d\mathbf{R}}{dt}\right)^{2,5}$$
(44)

IV. Czwartą całkę równania (20) rozwiązuje się wykorzystując dywergencję λ. Z równania (40) otrzymuje się:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} = \frac{\partial h}{\partial r} - \frac{2}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{2w}{r^2}$$
(45)

Podstawiając (45) do czwartej całki równania (20), przekształcając, a także wykorzystując założenie 4, otrzymuje się:

$$\int_{R}^{R_{k}} \frac{b}{\rho} \left(\frac{\partial^{2} w}{\partial r^{2}} + \frac{2}{r} \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{2w}{r^{2}} \right) dr = \frac{b_{0}}{\rho_{0}} \int_{R}^{R_{k}} \frac{\partial \lambda}{\partial r} dr = \frac{b_{0}}{\rho_{0}} \left[\lambda(R_{k}) - \lambda(R) \right] =$$

-0.75($\eta_{0,t}/2$)^{1/2} $\frac{a_{k} b_{0} \rho_{0,t}}{a_{0}^{2} \rho_{0}^{2}} R^{3}(R^{3}+A)^{-7/6} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{1/2} \frac{d^{2}R}{dt^{2}} - 3 \frac{w_{0} \rho_{0} b_{0}}{a_{0}^{2} \rho_{0}^{2}} \frac{R^{3} w}{R^{3} w^{4}} \frac{dR}{dt} +$

$$+ 2 \frac{6b_{o}}{a_{o}^{2}\rho_{o}^{2}} \frac{R_{o}^{3\theta'}}{R^{3\theta+1}} \frac{dR}{d\tau} + 2 \frac{6b_{o}}{a_{o}^{2}\rho_{o}^{2}} R^{2} (R^{3}_{+A})^{4/3} \frac{dR}{d\tau} + 1.75 (\vartheta_{o,\tau}/2)^{1/2} \frac{a_{k}b_{o}\rho_{o,\tau}}{u_{o}^{2}\rho_{o}} R^{5} .$$

$$\cdot (R^{3}_{+A})^{-13/6} (\frac{dR}{d\tau})^{5/2} - 1.5 (\vartheta_{o,\tau}/2)^{1/2} \frac{a_{k}\rho_{o,\tau}b_{o}}{a_{o}^{2}\rho_{o}^{2}} R^{2} (R^{3}_{+A})^{-7/6} (\frac{dR}{d\tau})^{5/2} (46)$$

- 50 -

Ostatecznie, podstawiając równania (24), (30), (41), (44) i (46)do równania (20), po przekształceniu otrzymuje się równanie ruchu w postaci:

$$\begin{split} \frac{d^{2}R}{dt^{2}} &= \left[R - R^{2} (R^{3} + A)^{-1/3} - 0_{*} 75 (\vartheta_{0}t^{2})^{1/2} \frac{a_{k} \varrho_{0} t}{a_{0}^{2} \varrho_{0}} R^{5} (R^{3} + A)^{-1/2} (\frac{dR}{dt})^{1/2} + \\ &+ 0_{*} 75 (\vartheta_{0}t^{2})^{1/2} \frac{a_{k} \varrho_{0} t}{a_{0} \varrho_{0}} R^{3} + (R^{3} + A)^{-5/6} (\frac{dR}{dt})^{1/2} + \\ &+ 0_{*} 75 (\vartheta_{0}t^{2})^{1/2} \frac{a_{k} \varrho_{0} t}{a_{0}^{2} \varrho_{0}} R^{3} (R^{3} + A)^{-7/6} (\frac{dR}{dt})^{1/2} \right]^{-1} , \\ &+ \left((\frac{dR}{dt})^{2} \left[3 \frac{a_{k} \varrho_{0} t}{a_{0}^{2} \varrho_{0}} (\frac{R}{R})^{3k} - 2 \frac{d}{a_{0}^{2} \varrho_{0}} R - 1_{*} 5 + 1_{*} 5 R^{4} (R^{3} + A)^{-4/3} + \right. \\ &+ 2RA (R^{3} + A)^{-4/3} - 2 \frac{d}{a_{0}^{2} \varrho_{0}} R^{4} (R^{3} + A)^{-5/3} \right] + \left(\frac{dR}{dt} \right)^{7/2} \left[1_{*} 5 (\vartheta_{0} t^{2})^{1/2} \frac{a_{k} \varrho_{0} t}{a_{0}^{2} \varrho_{0}} \right] \\ &+ \left(\frac{dR}{dt} \right)^{5/2} \left[1_{*} 75 (\vartheta_{0} t^{2})^{1/2} \frac{a_{k} \varrho_{0} t}{a_{0}^{2} \varrho_{0}} R^{5} (R^{3} + A)^{-5/2} \right] + \\ &+ \left(\frac{dR}{dt} \right)^{5/2} \left[1_{*} 75 (\vartheta_{0} t^{2})^{1/2} \frac{a_{k} \varrho_{0} t}{a_{0} \varrho_{0}} R^{5} (R^{3} + A)^{-11/6} \right] \\ &+ \left(\frac{dR}{dt} \right)^{5/2} \left[1_{*} 75 (\vartheta_{0} t^{2})^{1/2} \frac{a_{k} \varrho_{0} t}{a_{0} \varrho_{0}} R^{5} (R^{3} + A)^{-11/6} \right] \\ &+ \left(\frac{dR}{dt} \right)^{5/2} \left[1_{*} 75 (\vartheta_{0} t^{2})^{1/2} \frac{a_{k} \varrho_{0} t}{a_{0} \varrho_{0}} R^{5} (R^{3} + A)^{-11/6} \right] \\ &+ \left(1_{*} 5 (\vartheta_{0} t^{2})^{1/2} \frac{a_{k} \varrho_{0} t}{a_{0} \varrho_{0}} R^{2} \left(R^{3} + A \right)^{-5/6} \right] \right] . \end{split}$$



Równanie powyższe jest równaniem różniczkowym zwyczajnym 2 rzędu. Do rozwiązania jego zastosowano numeryczną metodę Rungego-Kutty [41].



Rys. 35. Zmiany prędkości w, promienia R, liczby keynoldsa Re oraz liczby Laplace'a Lp w czasie mikroeksplozji

Na rysunku 35 przedstawiono przykład rozwiązania równania (47) dla podanych w legendzie wartości początkowych i stałych materialowych. Rysunek obrazuje zmianę prędkości wewnętrznej powierzchni powłoki w, liczbę Reynoldsa Re dla tej powioki, liczbę Laplace'a Lp oraz wewnętrzny promień R powłoki. Prędkości w oraz liczba Lp w bardzo krótkim czasie wzrastają, a następnie z początku szybko, a później łagodnie maleją do zera. Okres czasu, w jakim to się dzieje, jest czasem ekspansji t_0 . Proces gwaltownego narastania prędkości powłoki cieczowej jest zamianą energii potencjalnej ciśnienia na energię kinetyczną powłoki. Liczba Re początkowo również szybko rośnie, później się stabilizuje i początkowo łagodnie, a następnie szybko maleje do zera. Taki charakter zmienności liczby Re wynika stąd, że jest ona między innymi iloczynem prędkości i promienia powłoki, który początkowo szybko rośnie, lecz w miarę malenia prędkości do zera stabilizuje się, przyjmując wartość ok. 6.6 razy większą od początkowej.

5.4. Dane brzegowo-początkowe oraz własności materiałowe

Bardzo istotnym zagadnieniem jest wybór odpowiednich danych do obliczeń. W pracy niniejszej niektóre z tych wielkości zmierzono, inne wyliczono lub dobrano, a następnie przeprowadzono analizę wpływu zmian tych wielkości na czas ekspansji.



Rys. 36. Wpływ ciśnienia początkowego na czas ekspansji 🐔

Ciśnianie początkowe w pęcherzu gazowym przyjęto jako równe oiśnieniu nasycenia par banzyn dla temperatury panującej w środku kropli w chwili mikroeksplozji. Jest to podobnie jak w przypadku mikroeksplozji emulsji wodno-olejowej [11]. Dokonano tu jednakże pewnej korekty ciśnienia. Wynika ona stąd, że temperatura w środku kropli T_{20} w chwili mikroeksplozji, jako zależna od wielkości początkowej kropli d₀ oraz temperatury początkowej T_{20} , jest zmienna w granicach 990;1120 K (rys. 22,24) dla gudronu oraz 895;990 K (rys. 25;31) dla mazutu. Powoduje to zmianę ciśnienia nasycenia w granicach 49;72 MPa dla gudronu oraz 32;47 MPa dla mazutu M-40-B [12]. Krople w czasie epalania puchną, ich objętość się zwiększa i jak oszacowano, kropla gudronu zwiększa swoją objętość tuż przed mikroeksplozją ok. 2,5 razy (rys. 10 i 16), zaś kropla mazutu ok. 1,6 razy (rys. 9 i 11;15). Korygując ciśnienie uzyskuje się dla gudronu ciśnienie początkowe w granicach 19,0428,8 MPa, zaś dla mazutu 20,25;29,75 MPa. Jednakże wpływ takich zmian ciśnienia na wartość czasu ekspansji jest nieznaczny, co jest uwidocznione na rysunku 36. Na przykład dla wymiarów powioki $R_{k} = 0.25 \text{ mm}$ i $R_{o} = 0,109 \text{ mm zmiana ciśnienia w zakresie <math>\Delta p = 10537,5 \text{ MPa powoduje zmia$ nę czasu ekspansji w granicach 0,25.10⁻⁴;0,285.10⁻⁵ s, co odpowiada względnym zmianom czasu ok. 5,4% na 10 MPa. Uwzględniając powyższe uwagi ostatecznie przyjęto statystycznie średnie ciśnienie początkowe w pęcherzu $jednakowe dla mazutu i gudronu i wynoszące <math>p_{go} = 2^4,5 \text{ MPa}.$

- 53 -

Tablica IV

Vielkość fizyczna	Oznaczenie i wymiar	Zakres zmian	Względna zmiana czasu ekspan- sji w %	Wartość przyjęta do obli- czeń	Pozycja litera- turowa
Dynamiczny współ- czynnik lepkości cieczy	b _o , <u>kg</u> ms	0÷5	1,36	1	[3]
Prędkość dźwięku	a _o , <u>in</u>	1200;3000	0.28	1400	[26]
Kinematyczny współczynnik lepkości ośrodka	Not' a	(0,2+0,5).10-3	0,14	0,221.10-3	[7]
Gęstość ośrodka	Pot' 3	(0,2 ; 0,5).10 ⁻³	0,01	0,24.10 ⁻³	[7]
Vykładnik adiabaty	36	1,022+1,035	0,7	1,028	[12]
Współczynnik kształtu	a _k	12-18	0,01	- 14	[27]

Vplyw napięcia powierzchniowego na czas ekspansji zbadano zmieniając jego wartość 10-krotnie (0,025 \pm 0,25 N/m). Dało to względną zmianę czasu ekspansji ~ 1,1, a więc wpływ napięcia powierzchniowego nie jest istotny. Jednakże ma ono wpływ na czas relaksacji wyrażony wzorem (17). Przeprowadzono więc badania napięcia powierzchniowego dla różnych ciężkich węglowodorów metodą maksymalnego ciśnienia w pęcherzu [56], stosowaną do pomiaru napięcia powierzchniowego w wysokich temperaturach, np. roztopionej stali. Jednakże nie udało się stwierdzić, czy wydzielanie się koksu ma istotny wpływ na napięcie powierzchniowe, gdyż koks wydzielając się opadał na dno naczynia badawczego. Przeprowadzono więc zastępcze badania dla mieszanin cieczy z drobnozmielonym pyłem węglowym o wymiarach poniżej

kpływ niektórych własności fizycznych na dokładność obliczeń czasu eksploatacji

10 m i o udziale gramowym 20_{p} [57]. Stwierdzono wzrost nupięcie powierzchniowego ok. 1,1 razy. Ostatecznie do obliczeń przyjęto dwie wartości napięcia powierzchniowego 6 = 0,025 - oraz 6 = 0,05 N/m.

- 54 -

Zmiana gęstości cieczy w granicach 900 1100 kg/m³ daje względną zmianę czasu ekspansji ~9,6%. Podobnie jak dla napięcia powierzohniowego przeprowadzono pomiary tej wielkości, modelując obecność wydzielającego się koksu przez dodawanie pyłu węglowego [57]. Na podstawie tych pomiarów przyjęto gęstość powłoki cieczowej $\rho = 1050$ kg/m³.

Dla pozostałych danych przeprowadzono analizę wpływu ich zmienności na dokładność obliczeń, a otrzymane wyniki zawarto w tablicy IV.

Kinematyczny współczynnik lepkości ośrodka oraz gęstość ośrodka przyjęto jak dla średnich spalin w temperaturze T = 1473 K.

Stwierdzono zasadniczy wpływ wymiarów geometrycznych kropli R_{ko} i R_{o} na czas ekspansji i wielkości te przyjęto traktować jako parametry w obliczeniach. W większości przypadków rozpylania przemysłowego średnica kropel jest mniejsza od 0,5 mm i dlatego do obliczeń przyjęto zakres zmian promienia kropli $R_{ko} = 0,006^{\circ}0,25$ mm. Natomiast początkowy promień pęcherza gazowego R_{c} zmieniano w granicach (0,001°0,1) mm.

5.5. Analiza wyników obliczeń czasu ekspansji

Wyniki numerycznych obliczeń czasu ekspansji przedstawiono na rysunku 37. Jak to widać dla stałego początkowego promienia zewnętrznego kropli R_{k0} czas ekspansji wyraźnie rośnie ze wzrostem pęcherza gazowego R_0 . Przykładowo dla k = 0,12 mm zmianę czasu ekspansji T_e w zależności od promienia R_0 przedstawiono na rysunku 38 (krzywa ciągła). Wzrost promienia pęcherza gazowego R_0 powoduje mniejszy opór siły napięcia powierzchniowego, przeciwstawiającej się ruchowi powłoki, gdyż jak wiadomo [1], wpływ tej siły jest odwrotnie proporcjonalny do promienia krzywizny. Ponadto dla większego promienia R_0 , przy takim samym ciśnieniu początko-Wym P_{c0} , większa jest siła wprawiająca w ruch stało-ciekłą powłokę.

Natomiast wpływ zewnętrznego promienia kropli na czas ekspansji przy niezmiennej wielkości pęcherza gazowego (R = idem) jest niejednoznaczny. Początkowo ze wzrostom promienia zewnętrznego kropli czas ekspansji maleje, a później powoli zwiększa się (rys. 38 linia przerywana przy R_o = 0,005 mm). Odwrotnie zachowuje się maksymalna prędkość w_{max}, która pojawia się po czasie $T \stackrel{<}{=} 0,3.10^{-8}$ sek. od momentu rozpoczęcia ekspansji. Wielkość ta wyraża zamianę energii potencjalnej ciśnienia w pęcherzu gazowym na energię kinetyczną powłoki. Początkowo, gdy kropla jest mała (R_{ko} małe), wpływ napięcia powierzchniowego jest większy, co wywołuje większy opór i czas ekspansji maleje. Następnie ze wzrostem zewnętrznego promienia kropli R_{ko} zaczyna przeważać oddziaływanie bezwładności (masa powłoki rośnie). Duża bezwładność utrudnia zahagowanie powło-



- 55 -

and the



Rys. 38. Wpływ wielkości pęcherzą gazowego R_o oraz początkowej kropli R_{ko} na czas ekspansji I oraz prędkość w

6. KRYTERIUM MIKROEKSFLOZJI

Wprowadza się pojęcie kryterium mikroeksplozji, definiując je jako stosunek czasu relaksacji wyrażony wzorem (17) oraz czasu ekspansji, wyliczony z równania (47):

$$K = \frac{\overline{\tau_{r}}}{\overline{\tau_{e}}} = f(R_{ko}) \Big|_{R_{e} \approx 1 \text{ dem}}$$
(48)

Wielkość ta jest dla stałego promienia początkowego pęcherza gazowego (R = idem) funkcją promienia początkowego kropli R .

Mikroeksplozja ma miejsce, gdy spełniony jest warunek dostateczny mikroeksplozji, wyrażony równaniem (16), czyli gdy K > 1. Granicznym przypakiem jest K = 1, który wyznacza stabilną kroplę, tzn. taką, która już nie ulega mikroeksplozji. Wszystkie mniejsze krople mają K < 1 (tzn. $T < T_0$), nie podlegają mikroeksplozji, gdyż zdążą się zrelaksować w ozasie trwania ekspansji. Pęcherz gazowy dyfunduje wówczas z wnętrza, barbotując przez ciekłą powłokę, nie rozbijając jej.

Wyniki obliczeń czasu ekspansji , czasu relaksacji \mathcal{C}_{r} oraz kryterium mikroeksplozji K dla dwóch wartości współczynnika napięcia powierzchniowego $\mathcal{G} = 0,025$ oraz $\mathcal{G} = 0,05$ N/m, przy początkowym promieniu pęcherza gazowego R₀ = 0,013 mm, przedstawiono na rysunku 39. Rzędna K = 1 wyznacza graniczne wartości promienia początkowego stabilnej kropli, które wynoszą:

dla	6	=	0,025	N/m	Rkgr	=	0,025	num
dla	6	п	0,05 1	N/ш	R	#	0,031	123 110

Oznacza to, że np. dla cieczy o współczynniku napięcia powierzchniowego 6 = 0,05 N/m kropie o promieniu początkowym większym od 0,031 mm ulegają mikroeksplozji i proces ten będzie przebiegać kaskadowo, aż uzyska się wszystkie kropie o promieniu nie większym od 0,031 mm.

Istnieje fizykalne ograniczenie wielkości promienia kropli R_{ko} i dla wyżej cytowanego przykładu jest to promień pęcherza gazowego $R_o = 0,018$ mm. Oznacza to, że graniczna wartość promienia początkowego kropli nie może być mniejsza od początkowego promienia pęcherza gazowego R_o . Promień pęcherza R_o pełni wówczas rolę granicznej wartości promienia kropli, czyli $R_{kgr} = R_o$.

- 56 -

ki i czas ekspansji Z_e wydłuża się. Maksymalna predkość w_{niax} wolno malsje, ponieważ zwniejsza się wpływ oporu wywołanego napięciem powierzchniowym.



- 58 -

Rys. 39. Zaleznośc czasu ekspansji za czasu relaksacji Z_r oraz kryterium mikroeksplozji K od początkowego promienia kropli n_{ko}



Rys. 40. Zależność granicznego promienia kropli \mathbf{R}_{kgr} od promienia pęcherza gazowego \mathbf{R}_{kgr}

Na rysunku 40 przedstawiono graniczne wartości promienia kropli dla pęcherzy gazowych o promieniach początkowych R = $(0,001 \pm 0,1)$ mm, przy dwóch wartościach współczynnika napięcia powierzchniowego G = 0,025 i G = = 0,05 N/m. Na tym rysunku, w celu porównania, przedstawiono również wyniki obliczeń dla dwóch innych wartości kryterium K = 2 i K = 3.

Wpływ wielkości pęcherza gazowego R_o jest jednoznaczny, tzn.im większy pęcherz, tym większa jest graniczna kropla. Również wpływ napięcia powierzchniowego jest jednoznaczny: większe napięcie umożliwia istnienie większej granicznej kropli. Przyjęcie kryteriów rozpadu większych od 1 dopuszcza istnienie większych granicznych kropel.

Dla kryterium K = 1 odwzorowano zależność pomiędzy granicznym promieniem kropli R a początkowym promieniem pęcherza R_o. Kształt krzywych sugeruje przyjęcie równania typu y = a $x^{b}e^{cx}$ dla zakresu promieni pęche-

- 59 -

rzy gazowych $R_0 = 0,001 \div 0,05$ mm. Natomiast dla zakresu promieni $R_0 = 0,05$; $\pm 0,1$ mm proponuje się równanie typu y=x. Ostatecznie uzyskano następujące równania.

Zakres promieni pecherzy gazowych:

 $R_0 = 0,001\pm0,05 \text{ mm}$ 6 = 0,025 N/m

$$R_{kgr} = 0,091 R_0^{0,35} e^{6,22.R_0}$$
, max (49)

6 = 0,05 N/m

$$R_{kgr} = 0,122 R_{0}^{0,38} \bullet_{0}^{4,19,R} \bullet_{0}$$
 mm (50)

Maksymalny względny błąd odwzorowania jest ~9,8%. Zakres promieni pęcherzy gazowych:

 $R_0 = 0,05 \pm 0,1 \text{ mm}$ $G = 0,025 \pm 0,05 \text{ N/m}$

 $R_{kgp} = R_0$ (51)

Równania (49) i (50) m równaniami liczbowymi slusznymi, gdy R przedstawia się w milimetrach.

7. PRZYKŁADY OBLICZENIOWE

V niniejszym rozdziale zostaną przedstawione przykłady obliczeniowe, których celem będzie z jednej strony potwierdzenie słuszności przyjęcia a priori przedziału zmienności promieni początkowych pęcherzy gazowych $R_o =$ = (0,001 $\frac{1}{7}$ 0,1) mm, a z drugiej streny skonfrontowanie możliwości wystąpienia mikrosksplozji. Do obliczeń przyjęto przypadek przedstawiony na rysunku 25.

Dane:

mazut M-40-B,

árednica początkowa kropli $d_0 = 0.95 \cdot 10^{-3} \text{ m} (\text{promień początkowy } R_{ko}^2 = 0.475 \cdot 10^{-3} \text{ m}),$

temperatura początkowa T_ = 448 K,

czas spalania T = 1,2 s,

gęstość kropli przy T = 293 K $\rho = 908, 2 \text{ kg/m}^3$,

poozatkowa masa kropli $G_{0} = 0,407.10^{-6}$ kg.

Strumień substancji dyfundującej do strefy spalania wyznaczy się z równania:

$$\frac{dG}{dt} = \beta \pi d_0^2 (k_p - k_{pop}), \qquad (52)$$

gdzie:

- współozynnik wymiany substanoji,

kp, kp- - koncentracja par paliwa przy powierzchni kropli eraz w otoczeniu.

Ponieważ kropla jest nieruchema, współczynnik wymiany substancji / można wyznaczyć z zależności [18]:

$$Nu_{D} = \frac{Ad}{D} = 2, \qquad (53)$$

gdzie:

Nu_D - dyfuzyjna liczba Nuseelta,

D - współozymnik dyfuzji.

Koncentrację paliwa można zastąpić ciśnieniem cząstkowym

$$t_p = \frac{P_p}{R_p T},$$
 (54)

gdzie:

 $\begin{array}{l} p_{p} & - \text{ ciśnienie cząstkowe pary,} \\ R_{p} = \frac{(MR)}{H_{p}} & - \text{ indywidualna stała gazowa pary,} \\ T & - \text{ temperatura,} \end{array}$

Podstawiając (53) i (54) do (52) oraz przyjmując ciśnienie cząstkowe pary paliwa w otoczeniu za znikomo małe [27] uzyskuje się równanie:

- 62 -

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{C}}{\mathrm{d}\mathbf{C}} = 2\pi\mathrm{d}_{\mathbf{0}}\mathrm{D}^{\mathbf{x}}\mathrm{p}_{\mathbf{p}}, \tag{55}$$

gdzie:

$$D^{\mathbf{X}} = \frac{D}{R_{D}^{T}}$$
(56)

W celu wyznaczania współczynnika dyfuzji przyjęto wzór Gillialanda [7, 17]:

$$D = \frac{0.43 \cdot T^{3/2}}{p(v_{a,0}^{1/3} + v_{a,0}^{1/3})^2} \left(\frac{M_p + M_o}{M_p + M_o}\right)^{1/2} \cdot 10^{-6}, \frac{m^2}{8},$$
(57)

gdzie:

p - ciśnienie, atm

V_{sp}, V_{so} - molowe objętości ciekłych składników pary paliwa i ośrodka w normalnych temperaturach wrzenia, cm³/mol

M_p,M_o - masy drobinowe pary paliwa i ośrodka, g/mol.

Objętość molową V_{sp} przyjęto jak dla produktów naftowych pochodzących z rop parafinowych (gdyż z takiej ropy pochodził mazut M-40-B), których średni skład jest [2]: 65% cykloalkanów, 20% alkanów oraz 15% węglowodo-rów aromatycznych. Według [12] V = 171,3 g/cm³, zaś V_{so} przyjęto jak dla powietrza [7]: V_{so} = 9,85 g/cm³.

Masa drobinowa powietrza M = 29 g/mol.

Masę drobinową pary paliwa oznaczono wg średniej temperatury wrzenia oraz gęstości przy T = 288 K. Według pracy [57] średnia temperatura wrzenia T = 623 K, zaś gęstość $\rho_{288} = 908,2 \text{ kg/m}^3$. Wówczas M_p = 245 g/mol [15].

Temperatura w kropli podczas spalania rośnie (rys. 25), a jej liozbowe wartości przedstawiono w tablicy V. V tablicy tej przedstawiono również wyznaczony równaniami (56) i (57) współczynnik dyfuzji D² ciśnienie cząstkowe pary banzyny p_p wzięte z pracy [9] dla mazutu oraz wyrażony wzorem (55) strumień substancji do Całkowitą ilość substancji dyfundującej z powierzohni kropli wyliczono wzorem:

Cablics V

	4.6	Securet	oraz	a trumia	due sub	stanc j1	od cza	au spal	anta		2		
a * 2	0.0	0,1 .	0,2	0,3	0,4	0,5	0.6	0.7	0,8	6*0	1,0	1,1	1,2
T,K	448	523	605	673	708	745 .	293	843	863	268	646	973	066
0 ^x ,10 ⁹ , s	0,89	0,96	1,04	1,09	1,12	1,15	1.19	1,22	1,24	1,26	1,29	1,31	1,33
0 ₂₊₁₀ -5 N/m ²	101040	1 8040	0,227	0,45	0,52	0,567	0,623	0,659	429*0	0,694	0,719	0,735	0,75
d <mark>d - 10⁶ kg/a</mark>	150040	0,0464	141.0	0,293	0,349	0,389	0,441	0,479	0,497	0,522	0,554	0,574	0,60

- 63 -

$$G_{\rm D} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}t} \, \mathrm{d}t \tag{58}$$

i wielkość ta wynosi $G_{\rm D} = 0.34775.10^{-6}$ kg. Ilość substancji, jaka pozostała w krepli, jest:

- 64 -

$$\Delta G = G_0 - G_0 = 0,05925.10^{-6}$$
 kg.

Po czasie $\mathcal{T} = 1,2$ s suma udziałów gramowych par benzyn oraz gazów wynosi $u_m + v_m = 0,00323$ (rys. 25). Ilość gazów pozostałych we wnętrzu kropli w postaci pęcherza równa jest:

$$G_g = (u_m + v_m) \Delta G = 1,9137.10^{-10} \text{ kg}$$

Ilość tę można wyrazić przez objętość równaniem:

$$\mathbf{pv} = \mathbf{z} \mathbf{G}_{\mathbf{z}} \mathbf{R}_{\mathbf{z}} \mathbf{T}, \tag{59}$$

gdzie:

z - jest współczynnikiem ściśliwości.

Ciśnienie p jest ciśnieniem nasycenia odpowiadającym temperaturze T = . = 990 K, czyli p = 479,5.10⁵ N/m². Dla takich parametrów współczynnik ściśliwości można przyjąć z = 1,05 [15], a indywidualna stała gazowa wynosi:

$$R_{g} = 33,94 \text{ J/kg K}.$$

Objętość pęcherza gazowego wynosi:

$$V = \frac{zG_R}{p} = 140.10^{-15} m^3$$

czyli promień R = 0,032 mm.

Dla tego promienia pecherza graniczna wartość promienia kropli jest $R_{kgr} = 0,038$ mm (przy 6 = 0,05 N/m). Czyli $R_{kgr} < R_{ke} = 0,475$ mm. Wystąpi więc mikroeksplozja, co było stwierdzane eksperymentalnie.

Analogiczne obliczenia przeprowadzone dla kropli przedstawionej na rysunku 29 prowadzą do wartości promienia pęcherza $R_0 = 0,0601$ mm. Wartość ta jest jednocześnie granicznym promieniem kropli i jest ona mniejsza od promienia pocmątkowego kropli $R_{k0} = 1,11$ mm. Zatem zjawisko spalania również kończyżo się mikrosksplozyjnie, co byłe potwierdzone eksperymentalnie.

8. PODSUMOWANIE

Rozpylanie jest dogodnym sposobem doprowadzenia paliwa ciekłego de etanu skupienia podobnego do utleniacza, którym najczęściej jest powietrze. Wówczas znacznie ułatwione jest parowanie i mieszanie się substratów. Ważnym zagadnieniem jest więc określenie średnicy kropel. Procedura obliczeniowa zależy od charakteru procesu rozpadu strugi na krople. W procesie tym najczęściej występuje dominujący wpływ jakiegoś charakterystycznego zjawiska składowego, jak np. turbulencja własna cieczy, turbulencja ośrodka, aerodymamiczne współoddziaływanie ośrodka i ojeczy.

Grupując te wszystkie zjawiska można wyróżnić trzy zasadnicze grupy modelowe: rospylanie pierwotne, zachodzące pod wpływem turbulenoji własnej cieczy, rozpylanie wtórne, wynikające ze współdziałania aerodynamicznego kropli z ośredkiem oraz rozpatrzone w niniejszej pracy rozpylanie mikroeksplozyjne, występujące w czasie spalania ciężkich węglowodorów lub mieszanin cięczy o różnych temperaturach wrzenia.

Rozważanie każdego modelu doprowadza do określenia maksymalnej średnicy stabilnej kropli w danym modelu. Każda krepla o średnicy większej od maksymalnej jest nietrwała w zjawisku, w którym mogą powstać krople mniejsze.

Można zaproponować [36], aby ostateczną średnicę d w łącznym procesie rozpylania określić jako równą najmniejszej ze wszystkich danych średnic d.

$$d = \min [d_{i}], i = 1, 2 i 3$$

Interpretao ja tego zapisu jest następująca (liczba i oznacza numer modelu procesu rozpylania): pierwotne (i = 1), wtórne (i = 2), mikroeksplozyjne (i = 3). Jeżeli zaistnieją warunki, które wywołują natychmiast po wypływie z rozpylacza rozpad pierwotny, te wówczas ilościowe rozważanie tego zjąwiska może doprowadzić do wartości średnicy d_1 powstałych stabilnych kropel.

Następnie, ježeli występuje dodatkowo np. dostateoznie duża prędkość względna, pojawi się rospad wtórny. Stosując znane formuły można obliczyć średnicę d, stabilnej kropli w tym przypadku.

Następnie, jeżeli ciecz nie je t jednorodna i zawiera składniki rozkładające się na gazowe produkty, w kropli pojawia się mikroeksplozja. Jest to wówczas trzecia faza rozpadu i analiza tego zjawiska doprowadza do Ostatecznie średnicę kropli d, powstających w łącznym procesie rozpylania, określa się następująco:

$$\mathbf{d} = \min \left[\mathbf{d}_1, \mathbf{d}_2, \mathbf{d}_3 \right]$$

Najczęściej możliwy wydaje się być przypadek $d_3 < d_2 < d_1$. Oznacza to, że kreple ulegają kolejno rozpadowi pierwotnemu, wtórnemu i dopiero po podgrzaniu rozpadowi mikroeksplozyjnemu. Jeżeli jednak podgrzewanie kropli zachodzi wystarczająco szybko, wówczas nie ma czasu na rozpad wtórny, bowiem natychmiast następuje mikroeksplozja. Może również zdarzyć się przypadek, że zachodzi tylko rozpad pierwotny, w którym powstają tak drobne krople, że mechanizmy wtórnego rozpadu i mikroeksplozyjnego są za słabe, żeby te krople bardziej rozdrobnić.

Pozostaje więc problem obliczenia konkretnych wartości $d_{i} \cdot 0$ ile określenie tych wartości dla rozpadu pierwotnego (i = 1) i wtórnego (i = 2) jest na ogół dobrze znane, o tyle określeniem tej wartości dla rozpadu trzeciego (i = 3) zajmuje się niniejsza praca.

9. WNIOSKI

Przedstawiona rozprawa ma charakter poznawczy i jest propozycją opisu mikroeksplozyjnego spalania kropli ciężkiego paliwa ciekłego. Składa się ona z badań eksperymentalnych, analizy teoretycznej oraz próby uogólnienia zjawiska.

Podstawowe spostrzeżenia i wnioski, jakie można postawić, są następujące:

- Podczas spalania ciężkiego węglowodoru zachodzi piroliza substancji kropli, w czasie której wydzielają się lżejsze frakcje: flegma, benzyna, gaz oraz frakcje ciężkie: substancja koksowa.
- 2. Wprowadzono do rozważań model kropli składający się ze stało-ciekłe, powloki oraz współśrodkowo położonego pęcherza gazowego, zawierający pary benzyn oraz gazy pirolityczne.
- Charakterystycznym zjawiskiem towarzyszącym spalaniu jest mikroeksplozja kropli będąca trzecim stadium rozpadu strugi na krople.
- 4. Wprowadzono do rozważań kryterium mikroeksplozji, które jest stosunkiem czasu ekspansji do czasu relaksacji. Mikroeksplozja występuje w tych kroplach, w których kryterium mikroeksplozji jest większe od jedności.
- 5. Wyznaczono wartość granicznej średnicy kropli. Wartość ta dzieli populację kropel na te, które ulegają mikroeksplozji (ich średnica jest większa od granicznej) i na te, które ulegają barbotażowi.
- 6. Czas ekspansji gazów zawartych wewnątrz pęcherza zależy przede wszystkim od początkowych wymiarów kropli i pęcherza. Wpływ początkowego cisnienia gazu w pęcherzu wyraźnie się uwidacznia tylko dia małych wartości tego ciśnienia (p < 10 MPa).
- 7. Do dalszych dokładniejszych badań należy dobrze znać własności chemiczne cieczy palnej oraz źródło pochodzenia ropy naftowej, z której otrzymuje się dane paliwo.
- 8. Nie jest žachowana liniowa zależność między kwadratem średnicy kropli a bieżącym czasem zjawiska spalania. Natomiast wg literatury [27, 01] jest w przybliżeniu zachowana proporcjonalność pomiędzy czasem całkowitym spalania, a kwadratem początkowej średnicy kropel. Wniosek ten został sformułowany na podstawie pomiarów, w których z powodów technicznych ograniczeń nie badano kropel o średnicy mniejszej od 0,2 mm. Dlatego tej prawidłowości nie można uogólnić dla szerokiego zakresu średnic.

Niniejsza rozprawa może stanowić podstawę do następnych rozważań oraz ulepszonych opisów spalania kropli odpadowego paliwa.

10. DODATEK. FOTOGRAFIE PLONĄCYCH KROPEL

. .

.

.





Kropla mazutu MZR Płock. Oświetlenie smugoskopowe d = 0,61 mm, T_o = 513 K Pulsacyjne zmiany średnicy kropli Kropla gudronu 33%. Oświetlenie smugoskopowe d_o = 0,92 mm, T_o = 633 K. W czasie \mathcal{T} =1,560 s podział kropli. W czasie \mathcal{L} =1,598 s wideczna mikrosksplozja



Kropla mazutu N-40-B. Oświetlanie halogenowe d = 1,2 mm, T = 580 K. Bable na powierzchni kropli

LITERATURA

J.	ADAMSON	H + 7 + 1	Chemia	fizyczna	powierzchni.	PWN #	lianszawa	1963.
----	---------	-----------	--------	----------	--------------	-------	-----------	-------

- ASINGER F.: hstep do petrochemii. WNF, Warszawa 1961.
- 3] B1920SELSKI B.S., SOLIAKOW W.K.: Faergeticzeskije topliwo. Energia, Moskwa 1980.
- 4 BIRCHLEY J.C., RILEY N.: Transient Evaporation and Combustion of Composite Water-Oil Droplet. Combustion and Flame 29, 145-105 (1977).
- BLASZCZUK A.: Piroliza weglowodorów. WAT, Warszawa 1973.
- [6] BORODIN W.A. i in.: Razpyliwanije židkostiej. Maszinostrojenije, Moskwa 1967.
- BRETSZNAJDER St.: Własności gazów i cieczy, WNT, Warszawa 1902.
- [8] BRONSZTEJN J.N., SIEMIENDIAJEW K.A.: Poradnik encyklopedyczny matematyka. PWN, Warszawa 1959.
- [9] CHEN C.S., EL-WAKIL M.M.: Experimental and Theoretical Studies of Burning Drops of Hydrocarbon Mixturies. Proc.Inst.Mech.Engrs. 1969--70. University of Wisconsin U.S. Vol 184 Pt 3J.
- [10] CHIU H.H.: Dynamics of Deformation of Liquid Drops.Astronautica Acta. Vol 15 pp 199-213. Pergauon Press 1970.
- [11] DOOHER J. i in.: Emulsions as Fuels. Raport of Results of Recent Studies at the Adelphi University. Center for Energy Studie 1975.
- [12] DUBOWKIN N.F.: Sprawocznik po uglewodornym topliwam i ich produktam sgoranija. Gosenergizdat, Moskwa 1962.
- [13] FACCIALI E., X₇C.ANG A₄: Diskretnaje eulerowa model rasprostronienija stericzeskoj wolny w szimajenoj sredie. Diejstwije jadiernogo wzrywa. Sbornik pieriewodow pod red. S.S. Grigoriana i S.S. Szapiro. Mir, Moskwa 1971, (tl. z jęz. ang).
- [14] COLDSMITH M.: Experiments on the Burning of Single Drops of Fuel. Jet Propulsion 56, 175 (1956).
- [15] GURBWICZ J.L.: Własności i przeróbka pierwotna ropy naftowej i gazu. WNT, Warszawa 1975, (tł. z jęz. ros.).
- [10] HAMMING R.W.: Čislennyje mietody dla naucznych robotnikow i inżenierow. Nauka, Moskwa 1908 (tł. z jęz. ang.).
- [17] HIRSCHFELDER J.O., CURTISS Ch.F., BIRD R.B.: Molecular theory of Gases and Liquids. John Wiley, New York 1954.
- 18 HUBLER T.: Dyfuzyjny ruch masy i absorbery. WNT, Warszawa 1970.
- [19] HOTTEL H.C., WILLIANS G.C., SIMPSON H.C.: Combustion of Dreplets of Heavy Liquid Fuels. Fifth (International) Symposium on Combustion, Reinhold, New York (1955), p. 101.
- [20] IWANOW V.M., NEFEDOW P.J.: Experimental Investigation of the Combustion Process of Natural and Emulsified Liquid Fuels. From Trudy Instituta Goryachikh Iskopayemykh Vol. 19, pp 35-45. 1902 NASA.
- [21] KAFAROW W.W.: Osnowy massopierednezy. Wysszaja Szkoła. Moskwa 1902.
- [22] KRIER H., WRONNIEWICZ J.A.: Combustion of Single Drops of Fuel. Comb. a Flame, 1972 t. 18 nr 2.

- [23] KOBAYASI K.: An Experimental Study on the Combustion of a Fuel Droplet. Fifth Symposium (International) Combustion, Reinhold, New York (1955), p. 14.
- [24] KOWALSKI A.: wpływ udziału wody w emulsji z paliwem ciekłym na niektóre parametry termodynamiczne komory spalania. + raca doktorska WAT warszawa 1965.
- [25] KUCHARSKA J., TEODORCZYR A.: Badania spalania pojedynczych kropel paliwa. Fracu magisterska, Pol.warsz. Warszawa 19/4.
- [20] KUCZERA F.: "riminienije ultrazwuki k issledowaniju wieszczestwa. Nauka T. XIII, Moskwa 1901.
- [27] KULAGIN L.W., OCHOTNIKOW S.S.: Sziganije tjažolych židkich topilw. Nedra, Moskwa 1967.
- [28] KUMAGAI C.: Gorenije. Chimia, Moskwa 1979 (tl. z jęz. ang.).
- [29] LAMB H.: Hydrodynamics, oth ed., Dover Publications, New York 1945.
- [30] LANDAU L., LIFSZIC .: Mechanika ośrodków cingłych, PWN, Warszawa 1953.
- [31] LAWROWSKI K.P.: wysokoskorostnyj kreking mazuta. Izbrannyje trudy. Nauka. Moskwa 1970.
- [32] LYSZEWSKI A.C.: Processy raspyliwanija topliwa dizelnymi forsunkami. Maszgiz, Moskwa 1903.
- [33] MASDIN E.C., THRING N.W.: Combustion of Single Droplets of Liquid Fuel. Journal of the Institute of Fuel, June 1962.
- [34] ORZECHOWSKI Z.: Rozpylanie cieczy. WMT, Warszawa 1976.
- [35] LANCHENKOV G.M., LEBEDEV V.P.: Chemical kinetics and catalysis. Mir Publishers, Moskwa 1975.
- [36] PETELA N., WHLA R.: Kożpylanie paliw płynnych. TV Krajowa Konferencja Mechaniki Cieczy i Gazow, Łódz-Burzenin, 1980.
- [37] FETELA R., WILK R., ZIELIÅSKI Z.: Investigations of the Combustion of a Heavy Oil Droplet with Simultaneous Cracking Inside. Bulletin de L'Academie Polonaise de Sciences. Vol. XAVI, No 12, 1978 oraz V-th International Symposium on Combustion Processes. Araków 1977.
- [38] Potter D.: Metody obliczeniowe fizyki. PWN, Warszawa 1977. (tł.z jęz. ang.).
- [39] Poradnik inżyniera matematyka. WNT, Warszawa 1971.
- [40] Praca zbiorowa. Czislennyje mistody w mechanikie židkostiej. Mir, Moskwa 1973 (tž. z jęz. ang.).
- [41] Praca zbiorowa pod red. G.N. Położy: Metody przybliżonych obliczeń. WNT, Warszawa 1960.
- [42] Proceedings of the Third International Conference on Numerical Methods in Fluid Mechanics. Vol. 1 Lecture Notes in Physics. Springer Verlag. Berlin, Heidelberg, New York 1972.
- [43] RALSTON A.: Wstep do analizy numerycznej. PWN, Warszawa 1975.
- RASEEV S.D.: Procesy rozkładowe w przeróbce ropy naftowej. WNT, Warszawa 1967.
- [45] RICHTMAYER R.D., MORTON K.W.: Raznostnyje mietody reszenija krajewych zadacz. Mir, Moskwa 1972 (tł. z jęz. ang.).
- [40] RIEDIGER B.: Die Verarbeitung des Erdöls Springer-Verlag. Berlin, Heidelberg, New York 1971.
- RUDENKO O.W., SOLUJAN S.J.: Tieorieticzeskije osnowy nielinijnoj akustiki. Nauka, Moskwa 1975.
- [48] SAMARSKI A.A.: Wwiedenije w tieoriu raznostnych schem. Nauka, Moskwa 1971.

- [49] SHYN R.R. i in.: Multi-component heavy fuel drop histories in a high - temperature flow field. Fuel 1972, Vol. 51, April.
- [50] SLUPEK St. i in.: The Combustion Processes of Water Emulsion of Liquid Fuel. Z.N.AGH, Metalurgia i Odlewnictwo t. 2, nr 4, Kraków 1970.
- [51] SLUPEK St.: Proces spalania wodnych emulsji paliwa ciekłego ZN AGH, Metalurgia i Odlewnictwo nr 75, Kraków 1977.
- [52] SZULJAK B.H.: Fizyka woln na powierchnosti sypuczej sredy i źidkostiej. Nauka, Moskwa 1971.
- 53 VOLK W.: Statystyka stosowana dla inżynierów. WNT, Warszawa 1965.
- [54] WILK R.: Badanie warunków wystąpienia eksplozji w płonącej kropli ciężkiego paliwa ciekłego. X. Zjazd Termodynamików ZN Pol.Wroc. Wrocław 1978.
- [55] WILK R.: Hadanie spalania kropli odpadowego paliwa ciekłego ZN Pol. 51. s. Energetyka nr 68, Gliwice 1978.
- [56] WILK R., HERNICZEK N.: Badania napięcia powierzchniowego ciężkich ciekłych węglowodorów. Praca magisterska, ITC Pol.Śl., Gliwice 1980.
- [57] WILK R., KARNIA D.: Badanie niektórych własności fizykochemicznych paliw stało-ciekłych. Praca magisterska, ITC, Pol.Śl. Gliwice 1981.
- [58] WILK R., KNOPIK J., ZIELIŃSKI Z.: Badania procesu spalania kropel paliwa ciekłego. Praca magisterska ITC, Pol.Śl. Gliwice 1970.
- [59] WILK R., KOTOWICZ J.: Eksperymentalne badania zjawiska spalania pojedynczych kropel ciężkiego węglowodoru. Praca magisterska ITC, Pol. Sl. Gliwice 1977.
- 60] WILK R., LUCHOWSKI Cz.: Wizuażizacja spalania kropił oraz badanie czasu spalania kropił węglowodoru. Praca magisterska ITC, Pol.Śl. Gliwice 1979.
- [61] WILK R., ZIELINSKI Z.: Badania czasu spalania kropli ciężkiego paliwa. ZN Pol.Śl. Energetyka nr 79, Gliwice 1981.
- [62] WILLIAMS A.: Combustion of Droplets of Liquid Fuels. A. Review Comb. a.Flame, 21, 31, 1973.
- [03] WILLIAMS F.A.: Tieorija gorenija. Nauka, Moskwa 1971 (tl. z ang.).
- [64] WIŚNIEWSKI J.Cz.: Termodynamiczna metoda obliczania objętości komór spalania silnia rakietowego. Praca doktorska Pol.Warsz. 1907.
- 65. WIŚNIEWSKI S.: Wymiana ciepła, PWN Warszawa 1979.
- [66] WOOD D.J. and other: Heterogeneous combustion of multicomponent fuels. NASA, TN, D-206, 1959.
- [67] ZAMYSZLAJEW H.W., JAKOWLEW J.S.: Dinamiczeskije nagruzki pri podwodnom wzrywie. Sudostrojenije, Leningrad 1967.

BADANIA ZJAWISKA SPALANIA KROPLI PALIWA CIĘŻKINGO

Streszczenie

¥ pracy badano zjawiska spalania pojedynozej kropli ciężkiego paliwa węglowodorowego. Badania eksperymentalne polegały na wizualnej obserwacji kropli kamerą filmową oraz na pomiarze temperatury w kropli. Wyniki tych badań wykazały znaczne różnice w przebiegu zjawiska spalania w stosunku do kropli lekkiego paliwa, np. etyliny 78. Zjawiskiem charakterystycznym jest tu mikroeksplozja kropli prowadząca do dodatkowego rozdrobnienia.

Następnym etapem pracy jest analiza termiczna rozkładu substancji ciekłej. Z powodu małej lotności ciężkiego paliwa temperatura w kropli systematycznie rośnie, a po przekroczeniu temperatury stabilności chemicznej substancji rozpoczyna się termiczny rozkład i powstają: flegma, benzyna, gazy oraz substancja koksowa. Ekspansja par benzyn i gazów oraz hamujące działanie powłoki koksowej, tworzącej się na zewnętrznej powierzchni kropli, są przyczyną mikroeksplozji.

Wprowadzono kryterium mikroeksplozji równe stosunkowi czasu ekspansji wewnętrznych par benzyn do ozasu relaksacji kropli. Czas ekspansji określono rozwiązując równanie Naviera-Stokesa. Mikroeksplozja ma miejsce, gdy kryterium mikroeksplozji jest większe od jedności. Stwierdzono, że zasadniczy wpływ na tę wielkość mają wymiary początkowe kropli oraz pęcherza gazowego. Sformułowano graniczną średnicę kropli stabilnej. Krople mniejsze od niej ulegają barbotażowi nie eksplodując.

F podsumowaniu stwierdzono, że mikroeksplozja jest trzecim stadium rozpadu strugi na krople. Najczęściej jest ona poprzedzona rozpadem pierwotnym i wtórnym. ИССЛЕДОВАНИЕ СКИГАНИЯ КАПЛИ ТЯЖЕЛОГО ТОПЛИВА

Резюме

В работе исследовался эффект сингания отдельной капли тяжёлого углеводородного топлива. Экспериментальные исследования состоялись в визуальном наблюдении капли кинокамерой, а также в измерении температуры внутри капли. Результаты этих исследований показади значительные различия в ходе эффекта сингания по сравнению с, например, этилированным беизином 78. Характерное явление здесь – микровзрыв капли, являющийся дополнительным размельчением. Следующий этап работы – анализ инроянза жидкого вецества. По поводу небольвой летучести тяжёлого топлива температура внутри капли систематически растёт, и после превышения температуры химической устойчивости начинается пиролиз жидкости и возникновение рефлюкса, бензина, газов и кокса. Причинами микровзрыва являются экспансия паров бензина и газов, а также тормозящее воздействие коксовой оболочки, образующейся на внешней поверхности капли.

Введен критерий микровзрыва, равен отношению величины времени экспансии внутренных паров бензинов ко времени релаксации капли. Время экспансии было найдено при помощи решения уравнения Навера-Стокса. Микровзрыв имеет место в случае, когда критерий микровзрыва больше единицы. Установлено, что основное вликные на эту величину имеют начальные размеры капли и газового пузыря. Для двоих значений коэффициента поверхностного натяжения найден предельный диаметр устойчивой капли, те. капли не подвергающейся микровзрыву. Капли, которые меньме, подвергаются барботированию, не эксплодируя.

Для двоих численных примеров показан метод нахождения начального радиуса пузыря, содержащегося внутри капли. В итоге работы установлено, что микровзрыв является третьей стадией распада струм на капли, которой чаще всего предмествуют первичный и вторичный распады. THE INVESTIGATIONS OF THE COMBUSTION PHENOMENON OF HEAVY FUEL DROPLET

Summary

In this work was studied the combustion phenomenom of the single droplet of the heavy hydrocarbon fuel. The droplet diameter measurement were carried out by means of high speed camera. Droplet temperatures were measured inside. It was noticed that the mechanism of a heavy liquid fuel droplet combustion is much more complex than of light liquid fuel. The microexplosion is the characteristic phenomenon for the heavy liquid fuel droplet, which effect is the additional atomisation.

The next part of this paper contents the analysis of thermal decomposition of the liquid substance. Due to the small volatility of the heavy fuel the droplet temperature increases and when a chemical stabilization temperature is reached, the thermal decomposition starts and the reflux, benzine, gas and coke are generated. The expansion of the benzine vapor and gas and the blocking action of the coke pillowcase which forms on the droplet surface, are the causes of the microexplosion.

It was defined the criterion of the microexplosion as a ratio of inside benzine vapor expansion time and the droplet relaxation time. The expansion time was determined from the Navier-Stokes equation. When the microexplosion criterion is greater than one, the microexplosion takes place. The initial dimensions of the droplet and gas bubble have a big influence on this criterion. The limit droplet diameter was determined. The smaller droplets than this limit can barbotage without microexplosion.

In recapitulation was noted that the microexplosion is the third stadium of the jet desintegration into droplets. The microexplosion is most often preceded by the primary and secondary breakups.

BIBLIOTEKA GŁÓWNA Politechniki Slaskiej 3350 82 81

WYDAWNICTWA NAUKOWE I DYDAKTYCZNE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ MOŻNA NABYĆ W NASTĘPUJĄCYCH PLACÓWKACH:

44-100	Gliwice — Księgarnia nr 096, ul. Konstytucji 14 b
44-100	Gliwice — Spółdzielnia Studencka, ul. Wrocławska 4 a
40-950	Katowice — Księgarnia nr 015, ul. Żwirki i Wigury 33
40-096	Katowice — Księgarnia nr 005, ul. 3 Maja 12
41-900	Bytom — Księgarnia nr 048, Pl. Kościuszki 10
41-500	Chorzów — Księgarnia nr 063, ul. Wolności 22
41-300	Dąbrowa Górnicza — Księgarnia nr 081, ul. ZBoWiD-u 2
47-400	Racibórz — Księgarnia nr 148, ul. Odrzańska 1
44-200	Rybnik — Księgarnia nr 162, Rynek 1
41-200	Sosnowiec — Księgarnia nr 181, ul. Zwycięstwa 7
41-800	Zabrze — Księgarnia nr 230, ul. Wolności 288
00- 9 01	Warszawa — Ośrodek Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN — Bałac Kultury i Nauki

Wszystkie wydawnictwa naukowe i dydaktyczne zamawiać można poprzez Składnicę Księgarską w Warszawie, ul. Mazowiecka 9.