

Piotr Bader

Instytut Techniki Ciepłej

## MIESZANIE STOPIONEGO PALIWA Z CHŁODZIWEM JAKO WSTĘPNE STADIUM EKSPLOZJI CIEPLNEJ PRZEBIEG ZJAWISKA NA PODSTAWIE OBECNEGO STANU WIEDZY

Przedstawiono różne modele opisujące proces wstępnego mieszania. Wskazano na ograniczenia struktury mieszaniny wynikające z różnych efektów fizycznych. Wyodrębniono te ograniczenia, które wpływają bezpośrednio na możliwość zajścia eksplozji.

### WYKAZ OZNACZEŃ

- A - pole powierzchni
- $C_D$  - współczynnik oporu
- $c_p$  - ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu
- D - średnica
- E - energia
- $E'$  - emisyjność
- e - energia właściwa
- $f'$  - współczynnik tarcia między paliwem a chłodziwem
- H - wysokość
- $h_{RAD}$  - współczynnik wymiany ciepła przez promieniowanie
- $h_{CON}$  - współczynnik wymiany ciepła przez konwekcję
- $i_{VAP}$  - ciepło parowania
- k - współczynnik przewodzenia ciepła
- L - długość
- m - masa
- N - ilość
- p - ciśnienie
- $\dot{Q}$  - moc cieplna
- q - strumień ciepła
- $q'_{CR}$  - krytyczny strumień ciepła przy wrzeniu pęcherzykowym

R	- promień
Re	- liczba Reynoldsa
T	- temperatura
t	- czas
V	- objętość
w	- prędkość
We	- liczba Webera
z	- współrzędna układu ortogonalnego
$\alpha$	- udział objętościowy
$\alpha'_V$	- patrz wzór (16)
$\delta$	- grubość
$\lambda$	- długość fali
$\lambda_{MAX}$	- patrz wzór (19)
$\mu$	- lepkość
$\rho$	- gęstość masy
$\rho_i$	- patrz wzór (19)
$\rho_c$	- patrz wzór (16)
$\sigma$	- napięcie powierzchniowe
$\sigma'$	- stała Stefana-Boltzmana
$\tau$	- czas bezwymiarowy

#### Indeksy

C	- chłodziwo
CR	- wartość krytyczna
CH	- zbiornik
D	- kropla
F	- paliwo
j	- struga
S	- stan nasycenia
V	- para
0	- wartość początkowa

#### WSTĘP

W przeglądowej pracy [1] przedstawiono na podstawie aktualnego stanu wiedzy przebieg oddziaływania stopionego paliwa z chłodziwem, gdy oddziaływanie to ma charakter eksplozji. Wskazano, że możliwość zajścia eksplozji cieplnej jest uwarunkowana przede wszystkim przebiegiem wstępnego mieszania. Właśnie to stadium jest przedmiotem niniejszego artykułu. Mechanizm wstępnego mieszania jest omówiony w części 1. Wskazane zostały ograniczenia struktury mieszaniny, wynikające

z różnych efektów fizycznych. W części 2 wyodrębniono te ograniczenia, które wpływają bezpośrednio na możliwość zajścia eksplozji. Z kolei w części 3 przedstawiono pewne hipotezy odnośnie wpływu napięcia powierzchniowego na procesy prowadzące do eksplozji.

Z uwagi na dominujące przy badaniach eksplozji cieplnej zagadnienia bezpieczeństwa reaktorów jądrowych skupiono się na zjawiskach zachodzących w układach ciekły metal-woda. O efektach w innych układach wspomniano w części 3. Przyjęta terminologia jest związana z badaniem następstw awarii typu LOCA. Ciecz gorąca określana jest terminem "paliwo", zaś ciecz zimna - "chłodziwo".

## 1. PRZEBIEG WSTĘPNEGO MIESZANIA

### 1.1. OGRANICZENIA ENERGETYCZNE

Eksplozja cieplna może zajść jedynie przy barazo szybkim odparowaniu chłodziwa, a zatem wymiana ciepła pomiędzy paliwem a chłodziwem musi zapewnić przekazanie znacznych ilości energii. Wymaga to dużej powierzchni kontaktu. Ażeby to osiągnąć, gorące paliwo musi rozpaść się na stosunkowo niewielkie krople. Taki rozpad - i następujące po nim wymieszanie paliwa z chłodziwem - wymaga pewnej energii. Energia ta może być dostarczona jedynie kosztem energii wewnętrznej paliwa i zostaje zużytkowana na pracę przeciw siłom powierzchniowym, dysypacją lepką oraz nadanie cieczy energii kinetycznej. Według Corradiniego i innych [2] i Lee i innych [3,4] (w oparciu o badania Chu i innych z 1976 roku) energia powierzchniowa i kinetyczna są do pominięcia w porównaniu z dyssypacją lepką.

Przeprowadźmy za [2,3,4] analizę rzędu wielkości energii wymaganej do rozpadu. Przesunięcie kropli o promieniu  $R_D$  na odległość  $L$  z prędkością  $w$  wymaga energii

$$E_D = L \pi R_D^2 C_D \frac{\rho w^2}{2}$$

gdzie  $C_D$  jest współczynnikiem oporu. Jeżeli początkowa objętość paliwa  $V_F$  rozpada się na  $N$  kropeł, przy czym krople te przemieszczają się na odległość rzędu  $L = V_F^{1/3}$  w czasie  $t_D = L/w$ , to wymagana energia może być oszacowana następująco:

$$E = NE_D = \frac{3V_F}{4\pi R_D^3} E_D \quad (2)$$

$$E = \frac{3}{8} \frac{\rho_C V_F^2}{t_D^2 R_D^2}$$

Z obserwacji wynika, że liczba Reynoldsa jest rzędu  $10^4$ . Współczynnik oporu dla kuli jest wówczas rzędu jedności (por. [5]). Można zatem napisać dla jednostki masy paliwa:

$$e \approx \frac{3}{8} \frac{V_F}{t_D^2 R_D^2} \quad (3)$$

Przy typowej doświadczalnej eksplozji mieszaniny ciekłego metalu z wodą, przebiegającej w czasie rzędu  $10^{-3}$  s, powstają drobiny metalu o rozmiarze rzędu  $10^{-4}$  m. Rozpatrując rozpad  $10^3$  kg stopionego  $UO_2$  ( $\rho \approx 10^4$  kg/m<sup>3</sup>) przy  $t_D = 10^{-3}$  s oraz  $R_D = 10^{-4}$  m otrzymuje się  $e \approx 10^8$  J/kg. Jest to więcej, niż wynosi energia wewnętrzna paliwa ( $\approx 2 \cdot 10^6$  J/kg przy 3000 K). Widać zatem, że eksplozja cieplna nie może być wynikiem rozpadu dużej masy paliwa bezpośrednio na małe krople.

Powyższy wniosek jest potwierdzony doświadczalnie. Obserwuje się, że w oddziaływaniu prowadzącym do eksplozji rozpad paliwa zachodzi kolejnymi krokami. Najpierw formuje się zgrubna mieszanina (coarse mixture) paliwa i chłodziwa, przy czym proces ten jest stosunkowo powolny i w jego wyniku powstają krople paliwa o średnicy rzędu  $10^{-2}$  m [2,4,6]. Dalszy rozpad na drobiny o rozmiarze rzędu  $10^{-4}$  m zachodzi w czasie rzędu  $10^{-3}$  s. Krótki czas trwania tego stadium rozpadu nie pozwala stwierdzić jednoznacznie, czy krople zgrubnej mieszaniny rozpadają się bezpośrednio na małe drobiny, czy też powstają frakcje pośrednie (niektóre aspekty tego problemu będą jeszcze poruszone w punkcie 2.1). Na podstawie zależności (3) można stwierdzić, że przy rozpadzie w dwóch krokach:

1) krople o promieniu  $R_D = 10^{-2}$  m w czasie  $t_D = 1$  s,

2) drobiny o promieniu  $10^{-4}$  m powstające z tych krotek w czasie  $t_D = 10^{-3}$  s

otrzymuje się dla  $10^3$  kg  $UO_2$   $e \approx 10^3$  J/kg, a więc znacznie mniej, niż wynosi rozporządzalna energia wewnętrzna, przy czym energia uży-

ta w pierwszym kroku jest pomijalnie mała. Jeżeli przyjmie się, że rozpad zachodzi w kolejnych krokach w taki sposób, aby wymagana energia była minimalna, to otrzymuje się [7]

$$E_{\text{MIN}} = 1,81 C_D \varrho \frac{V_F^{5/3}}{t_D^2} \left( 1 - \frac{R_D^2}{V_F^{2/3}} \right) \ln \frac{V_F^{1/3}}{R_D} \quad (4)$$

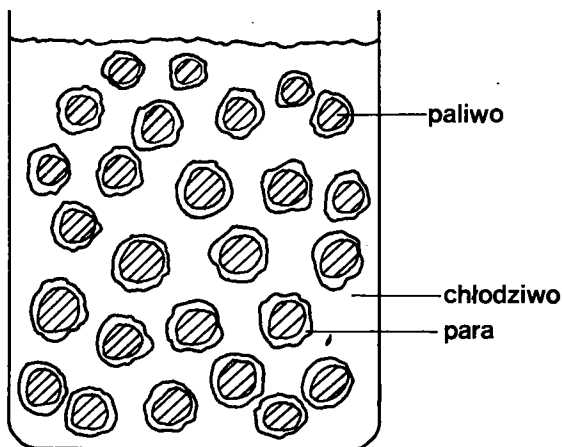
Z porównania zależności (2) i (4) widać, że stosunek energii bezpośredniego rozpadu (2) do energii minimalnej (4) może przy małych  $R_D$  osiągać znaczne wartości.

$$\frac{E_{\text{MIN}}}{E} \approx \frac{R_D}{V_F^{1/3}} \ln \frac{V_F^{1/3}}{R_D} \quad (5)$$

Przedstawiona analiza pozwala stwierdzić, czy proponowany model rozpadu paliwa jest do przyjęcia ze względu na rozporządzalną energię. Warto także zaznaczyć, że zależności (2) i (4) określają maksymalną objętość paliwa, która może być zmieszana z chłodziwem dla danych  $R_D$  i  $t_D$ .

## 1.2. FLUIDYZACJA MIESZANINY

Inne ograniczenie ilości i struktury paliwa w mieszaninie wstępnej wynika z analizy warunków fluidyzacji mieszaniny. Zagadnienie to pierwsi podjęli Henry i Fauske w roku 1981 [2]. Punktem wyjścia ich analizy było stwierdzenie, że zgrubna mieszanina może istnieć tylko w konfiguracji pokazanej jako ściśnięta na rys.1 (struktura ta jest szeroko omówiona w [1]). Konfiguracja ta może prze-



Rys.1. Struktura zgrubnej mieszaniny. Rysunek poglądowy wg [7]

stać istnieć, jeśli odprowadzana z układu para porwie ze sobą ciekłe chłodziwo. Pociągnie to za sobą koalescencję kropeł paliwa i odwrócenie procesu rozpadu.

W celu wyznaczenia warunków wystąpienia fluidyzacji Henry i Fauske porównali energię przekazywaną przez paliwo (strumień ciepła przez przejmowanie i promieniowanie -  $q_D$ ) z maksymalną energią możliwą do odprowadzenia na zewnątrz we wspomnianej strukturze (krytyczny strumień ciepła przy wrzeniu pęcherzykowym chłodziwa -  $q'_{CR}$ ). Prowadzi to do zależności

$$A_{CH} q'_{CR} \geq \pi D_D^2 \frac{6m_F}{\pi D_D^3 \rho_F} q_D \quad (6)$$

$$D_D \geq \frac{6m_F q_D}{\rho_F A_{CH} q'_{CR}}$$

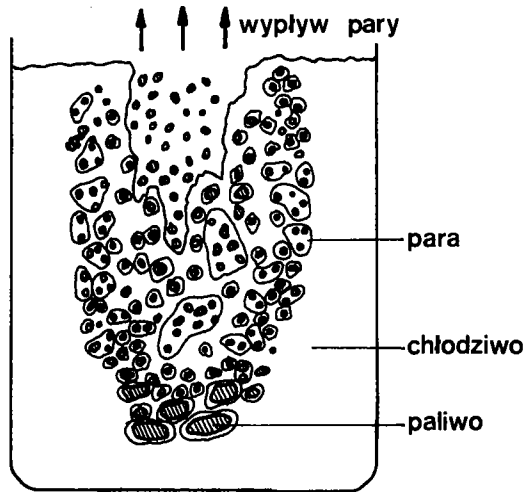
Wzór (6) określa przy danej masie  $m_F$  minimalną średnicę kropli paliwa podczas mieszania wstępnego. Jeżeli ta średnica będzie mniejsza, przepływ pary spowoduje ucieczkę chłodziwa z mieszaniny. Oczwistym wymogiem stosowalności tego przybliżenia jest rozpad całej masy paliwa (lub przynajmniej znacznej jego części) na krople o zbliżonych średnicach. Nierówność (6) określa także maksymalną masę paliwa, która może zostać zmieszana z chłodziwem, dla danej średnicy kropli  $D_D$ .

$$m_F \leq \frac{\rho_F A_{CH} D_D q'_{CR}}{6q_D} \quad (7)$$

W warunkach interesujących ze względu na bezpieczeństwo reaktorów jądrowych, a więc dla  $UO_2$  i  $H_2O$  przy  $T_F = 2700$  K,  $T_C = T_S$ ,  $p = 1$  bar,  $A_{CH} = 15$  m<sup>2</sup>,  $D_D = 1$  cm, otrzymuje się  $m_F \leq 100$  kg, co stanowi zaledwie ułamek procenta masy rdzenia reaktora. Ten optymistyczny wynik jest niestety sprzeczny z teoretycznymi i eksperymentalnymi wynikami innych badaczy [2].

Ideę fluidyzacyjnych ograniczeń składu mieszaniny rozwinęli Corradini i Moses [7] wykorzystując wyniki eksperymentalne, uzyskane w pierwszej połowie lat osiemdziesiątych w Sandia National Laboratories (znane jako FITS-Fully Instrumented Test Series). We wspomnianych eksperymentach wrzucono stop Fe-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (od 5 do 20 kg przy 3000 K) do zbiornika z wodą (od 40 do 250 kg przy temperaturach od 283 K do 367 K). Poglądowy przebieg mieszania przedstawia rys.2.

Początkowo paliwo tworzy zwartą masę o kształcie wydłużonej elipsoidy. Cały czas na powierzchni kontaktu trwa wrzenie błonowe. Paliwo opadając rozpada się stopniowo na mniejsze kawałki i miesza się z otaczającym chłodziwem. Te kawałki mogą dzielić się dalej, podczas gdy para opuszcza przestrzeń mieszania przez górną powierzchnię, zaś ciekłe chłodziwo napływa z boków. Jak widać, proces ten jest zdecydowanie nie ustalony i wielowymiarowy, zaś mieszanina nie zajmuje całej objętości zbiornika. Według [7] właśnie zaniechanie tych zjawisk jest przyczyną uzyskiwania z zależności (7) rezultatów sprzecznych z eksperymentem. Korzystając z wyników FITS Corradini zaproponował następującą półempiryczną zależność na minimalną średnicę kropli paliwa:



Rys.2. Przebieg mieszania w eksperymentach FITS. Rysunek poglądowy wg [2]

$$D \geq \left(\frac{3}{4}\right)^{1/3} \left(\frac{\alpha_F}{\alpha_C}\right)^{2/9} \left(\frac{\alpha_F}{\alpha_V}\right)^{2/3} \left(\frac{6q_D}{\rho_{VAP}^i}\right)^{2/3} \left(\frac{C_D H_{CH}^2}{g}\right)^{1/3} \left(\frac{\rho_V}{\rho_C}\right)^{1/3} \quad (8)$$

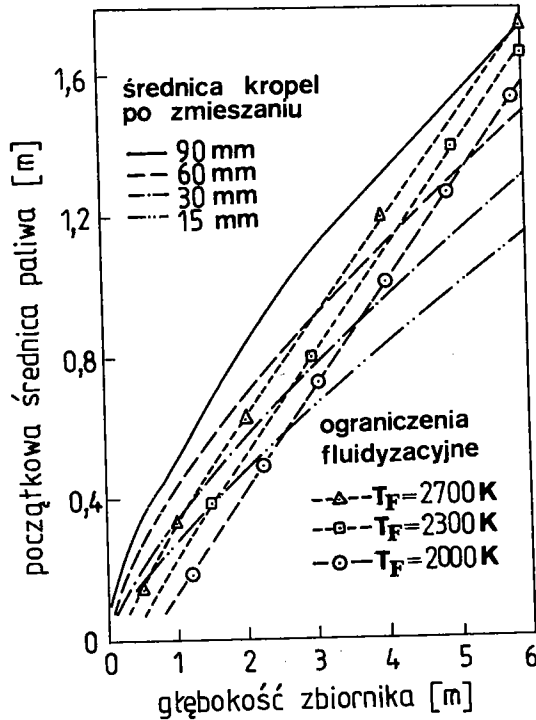
Korelacje dla udziałów  $\alpha_F$ ,  $\alpha_V$ ,  $\alpha_C$  wynikają z FITS. Przy średnicach mniejszych wypływ pary chłodziwa spowoduje powstanie mieszaniny fluidalnej. Został także zaproponowany model rozpadu na podstawie oddziaływania hydrodynamicznego, określający średnicę kropli paliwa jako funkcję czasu:

$$D_F = D_{FO} \exp(-\tau) \quad (9)$$

$$\tau = \frac{w_F^t}{D_{FO}} \left(\frac{\rho_C}{\rho_F}\right)^{1/2}$$

gdzie  $w_F$  jest początkową prędkością opadania paliwa. Przyjmując  $H_{CH} \approx w_F^t$  można oszacować z powyższej zależności średnicę kropli

po zmieszaniu w funkcji  $H_{CH}$  i  $D_{FO}$  - por. rys.3. Na rysunku tym pokazano także ograniczenia fluidyzacyjne, wynikające z przyjęcia śred-



Rys.3. Ograniczenia fluidyzacyjne mieszania paliwa z chłodziwem na podstawie wzorów (8) i (9) wg [7]

nicy końcowej wg wzoru (8). W obszarze na lewo od tych linii możliwe jest mieszanie bez fluidyzacji. Powyższe zależności dają wyniki znacznie bardziej zgodne z doświadczeniem, niż nierówność (7). Dla  $H_{CH} = 3\text{ m}$ ,  $A_{CH} = 15\text{ m}^2$ ,  $T_F = 2700\text{ K}$ ,  $T_C = T_S(1\text{ bar})$ , przy przyjęciu  $60\text{ mm} < D_F < 100\text{ mm}$  (średnice na podstawie FITS) otrzymuje się  $3000\text{ kg} < m_F < 5000\text{ kg}$ .

Analizując nierówność (7) Corradini i inni [7] doszli do wniosku, że krytyczny strumień ciepła przy wrzeniu pęcherzykowym  $q'_{CR}$  nie jest właściwą miarą maksymalnej energii, przekazywanej bez fluidyzacji mieszaniny. Zaproponowany w miejsce (7) bilans ma postać:

$$\frac{6m_F}{\rho_F D_D} q_D \leq \rho_V i_{VAP} A_{CH} w_{CR} \quad (10)$$



gdzie  $w_{CR}$  jest krytyczną prędkością pary, powodującą fluidyzację mieszaniny. Prędkość  $w_{CR}$  można - przy użyciu empirycznych korelacji - wyrazić w postaci:

$$w_{CR} = \alpha_V \left[ \frac{4}{3} g \frac{D_C}{C_D} (1 - \alpha_C)^{2,65} \frac{(\rho_C - \rho_V)}{\rho_V} \right]^{1/2} \quad (11)$$

gdzie  $D_C$  jest średnicą kropli chłodziwa w mieszaninie fluidalnej ( $D_D$  oznacza średnicę kropli paliwa). Kluczową kwestią staje się teraz wyznaczenie średnicy  $D_C$ . Corradini proponuje dwie graniczne wartości:

1) na podstawie obserwacji składu mieszaniny w eksperymentach FITS przed wystąpieniem fluidyzacji:

$$D'_C = D_D \left( \frac{\alpha_C}{\alpha_F} \right)^{1/3} \quad (12)$$

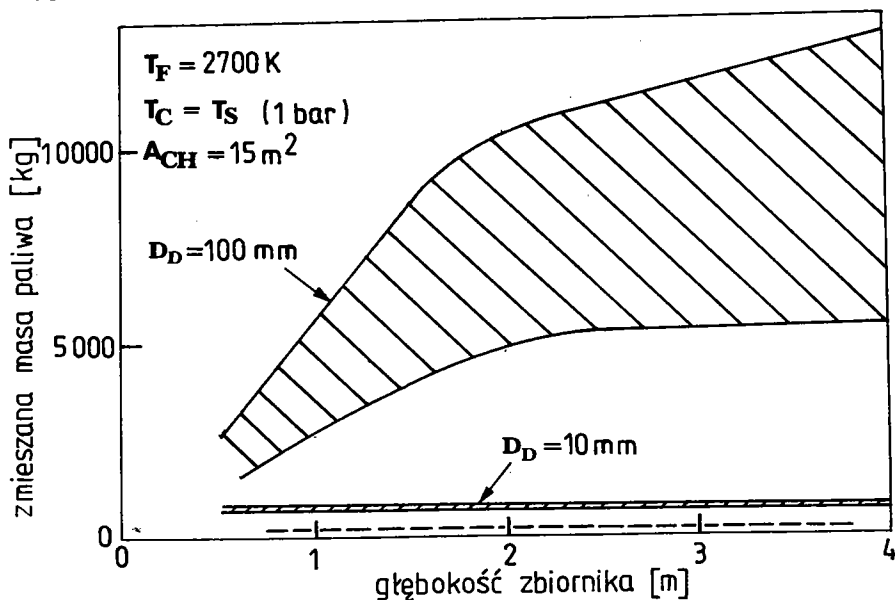
2) na podstawie wartości krytycznej liczby Webera przy rozpadzie hydrodynamicznym:

$$D''_C = \frac{We_{CR} \delta}{2 \rho_V w_{CR}} \quad (13)$$

Chwilowa wartość  $D_C$  jest zawarta między tymi dwoma ograniczeniami. Należy to rozumieć w ten sposób, że kropla chłodziwa w mieszaninie fluidalnej zmniejsza swą średnicę od  $D'_C$  do  $D''_C$ . Na podstawie wartości bezwymiarowego czasu rozpadu (por. [1]) można wykazać, że w interesujących nas warunkach takie zmniejszenie średnicy trwa kilka sekund. Jest to czas porównywalny z czasem całego procesu mieszania. Można zatem spodziewać się w mieszaninie różnych wartości średnic  $D_C$ , a więc i różnych wartości prędkości  $w_{CR}$  ze wzoru (11) i - co za tym idzie - pewnego zakresu średnic  $D_D$  lub mas  $m_F$  ze wzoru (10). Wyniki te są pokazane na rys.4.

Przedstawione modele starają się określić warunki, w których fluidyzacja podczas wstępnego mieszania uniemożliwia powstanie zgrubnej mieszaniny. Warunki te charakteryzują się m.in. dużą wartością udziału objętościowego pary. Dla typowego eksperymentu FITS Corradini i Moses [7] podają wartości  $\alpha_V \approx \alpha_C \approx 0,49$ ,  $\alpha_F \approx 0,02$ . Należy zaznaczyć, że w świetle wyników modelu detonacyjnego Halla i Boar-

da [8,9] tak duży udział pary w mieszaniu może uniemożliwić eksplozję nawet wówczas, gdy rozkład paliwa w mieszaniu wstępnej bę-



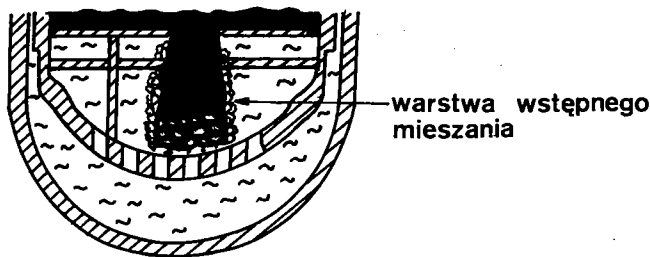
Rys.4. Ograniczenia fluidyzacyjne mieszania paliwa z chłodziwem wg [7]. Dolna linia przerywana odpowiada zależności (7). Dla obszarów zakreskowanych - zależność (10) - dolna granica odpowiada  $D''_C$ , zaś górna  $D'_C$  - odpowiednio wzory (13) i (12)

dzie zgodny z obserwowaną eksperymentalnie strukturą mieszaniny zgrubnej. Dla rozprzestrzeniania się detonacji w dużej skali niezbędne jest istnienie w układzie silnych więzów, umożliwiających prawie izochoryczny wzrost ciśnienia. Rolę tych więzów mogą pełnić ścianki materialne bądź bezwładność dużych mas cieczy. Znaczny udział pary w mieszaniu uniemożliwia takie zjawisko.

### 1.3. ROZPAD STRUGI PALIWA

Pewne informacje o strukturze mieszaniny wstępnej można uzyskać rozpatrując hydrodynamikę mieszania w konkretnej geometrii. Obliczenia takie zostały w ostatnich latach przeprowadzone dla różnych modeli mieszania w geometrii odpowiadającej dolnej części reaktora jądrowego. Łączenie paliwa z chłodziwem w przypadku hipotetycznej awarii, pociągającej za sobą stopienie rdzenia, nie będzie przebiegało tak, jak eksperyment FITS, a więc nie będzie to po prostu wrzucenie dużej masy

paliwa do chłodziwa. Należy liczyć się raczej z grawitacyjnym wpływem do wody strugi paliwa o średnicy uwarunkowanej rozmiarami uszkodzenia dolnej płyty reaktora. Możliwy jest także wpływ kilku strug o mniejszych średnicach - bądź to na skutek takiego właśnie rodzaju uszkodzenia dolnej płyty, bądź w wyniku oddziaływania elementów konstrukcyjnych reaktora poniżej płyty. Na rysunku 5 pokazano poglądowo wpływ



Rys.5. Mieszanie wstępne stopionego rdzenia reaktora z wodą w dolnym zbiorniku wg Theofanousa [10]

strugi paliwa do chłodziwa wg Theofanousa [10]. W mieszaninie nie bierze udziału cała masa paliwa. Proces jest ograniczony jedynie do stosunkowo cienkiej warstwy. Masa paliwa w mieszaninie wstępnej może być wyrażona jako

$$m_F \approx \pi D_j \delta L \rho_F ; \quad D_j \gg \delta \quad (14)$$

gdzie  $D_j$  jest średnicą strugi,  $L$  - długością w pionie,  $\delta$  - grubością warstwy wstępnego mieszania (wg [10]  $\delta \approx 10$  cm). Powyższe oszacowanie można też napisać w postaci:

$$m_F \approx 2 \rho_F \delta L \sqrt{\pi A} \quad (15)$$

gdzie  $A$  jest powierzchnią otworu w płycie, przez który paliwo wlewa się do zbiornika z chłodziwem. Dla  $L \approx 1$  m i  $A \approx 5,5$  m<sup>2</sup> (co odpowiada w przybliżeniu połowie powierzchni dolnej płyty) oszacowanie (15) daje  $m_F \approx 6000$  kg. Struktura strugi pokazana na rys.5 oraz prawidłowość oszacowania (15) zostały potwierdzone eksperymentalnie [10]. Wyniki te nie dają jednakże żadnych informacji o strukturze mieszaniny wstępnej ani o dynamice zjawiska.

Wspomniana praca [10] jest częścią cyklu publikacji Theofanousa i innych, poświęconego analizie ryzyka eksplozji cieplnej przy awarii typu LOCA. Rozważania dotyczące struktury mieszaniny wstępnej są tu jedynie etapem, który ma służyć oszacowaniu masy paliwa, biorącej udział w oddziaływaniu, co z kolei stanowi podstawę do określenia ener-

gii ewentualnej eksplozji. Powstaje pytanie, jaki może być wpływ przyjętej struktury mieszaniny wstępnej na wyniki takich obliczeń. Theofanous i inni przyjęli do opisu mieszania wstępnego model dwupłynowy (zaniedbana jest różnica prędkości ciecz-para), przy czym paliwo jest przedstawione jako zbiór kropeł o znanej średnicy  $D_D$ , rozproszonych w chłodziwie. Rozwiązano następujące równania: ciągłości chłodziwa, pary i paliwa; pędu chłodziwa i paliwa; energii chłodziwa i pary. Średnica  $D_D$  jest obecna w tych obliczeniach poprzez następujące

związki konstytutywne:

1) współczynnik tarcia między paliwem a chłodziwem  $f'$ , występujący w równaniu pędu chłodziwa:

$$f' = \frac{3}{4} C_D \varrho'_C \frac{|w_C - w_F|}{D_D} \quad (16)$$

$$C_D = 0,45 \left( \frac{1 + 17,67 \alpha_C^{9/7}}{18,67 \alpha_C^{3/2}} \right)^2$$

$$\varrho'_C = \alpha_C [\alpha'_V (\varrho_V - \varrho_C) + \varrho_C]; \quad \alpha'_V = \frac{V_V}{V_C}$$

2) transport ciepła do chłodziwa  $\dot{Q}_C$ , przyjęty jako suma konwekcji i promieniowania w równaniu energii chłodziwa:

$$\dot{Q}_C = N_D (h_{RAD} + h_{CON}) \pi D_D^2 (1 - \alpha'_V)^{2/3} (T_F - T_S) \quad (17)$$

$$N_D = \frac{6(1 - \alpha_C)}{\pi D_D^3}$$

$$h_{RAD} = \frac{\sigma' E_D (T_F^4 - T_S^4)}{T_F - T_S}; \quad E'_D = 0,75$$

$$h_{CON} = 2,98 \frac{\varrho_V k_V [i_{VAP} + 0,68 c_{PV} (T_F - T_S)] |w_C - w_F|^{1/2}}{D_D (T_F - T_S)}$$

3) konwekcyjny transport ciepła do pary  $\dot{Q}_V$  w równaniu energii dla pary:

$$\dot{Q}_V = N_D h'_{CON} \pi D_D^2 \alpha_V^{2/3} (T_F - T_S) \quad (18)$$

$$h'_{CON} = 0,61 c_{PV} \varrho_V \alpha_C |w_C - w_F| \left( \frac{k}{\mu c_P} \right)_V^{2/3} Re_V^{-0,41}$$

$$Re_V = \frac{\varrho_V |w_C - w_F| D_D}{\mu_V}$$

Obliczenia prowadzono przy  $D_D = 2$  cm. Przykładowe wyniki podane są na rys.6 i 7 dla zbiornika o średnicy 4,4 m i wysokości 1,7 m przy początkowej średnicy strugi  $D_j = 1,8$  m.

Nie podejmując dyskusji przyjętego modelu trzeba zwrócić uwagę na fakt, że średnica  $D_D$  wpływa na przedstawione związki konstytutywne poprzez zdecydowanie nieliniowe zależności. Ponieważ autorzy nie przeprowadzili obliczeń, w których  $D_D$  byłoby zmienne, trudno ocenić ilościowy wpływ zmiany średnicy na końcowy wynik. Oczywiście wydają się jednak następujące dwa spostrzeżenia:

1. Przyjęta wartość  $D_D = 2$  cm jest zupełnie przypadkowa.

W świetle wyników eksperymentalnych i rozważań omówionych poprzednio każda wartość z przedziału od kilku milimetrów do 10 cm byłaby równie uzasadniona. Przykładowa zmiana średnicy z  $D_D = 2$  cm na  $D_D = 1$  cm powoduje dwukrotny wzrost współczynnika tarcia  $f'$ , czterokrotny wzrost konwekcyjnej części ciepła  $\dot{Q}_C$  oraz wzrost konwekcyjnego transportu ciepła do pary  $\dot{Q}_V$  2,6 raza.

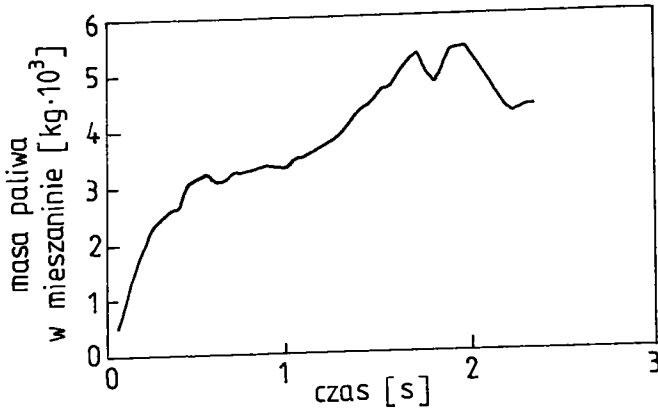
2. Wydaje się mało prawdopodobne, aby paliwo w mieszaninie wstępnej tworzyło frakcję o jednej średnicy. Pozostaje otwarty problem takiego doboru wartości  $D_D$ , aby zróżnicowanie średnic znalazło swe odbicie w związkach konstytutywnych.

Określenie struktury mieszaniny powstającej przy wpływie strugi paliwa do chłodziwa wymaga głębszego wnikięcia w mechanizm rozpadu strugi. Próbę taką podjęli Epstein i Fauske w roku 1985 [2]. Rozpatrzyli oni ustalony przepływ strugi paliwa, oddzielonej błoną pary od ciekłego chłodziwa. Na skutek różnicy prędkości płynów na powierzchniach międzyfazowych pojawiają się niestabilności Kelvina-Helmholtza. Niestabilności te prowadzą do odrywania się kropeł paliwa od strugi. Każda kropla oderwana od powierzchni jest uważana za zmieszaną z paliwem. Rozmiar kropli jest proporcjonalny do długości najszybciej rosnącej fali powierzchniowej (zaburzenia):

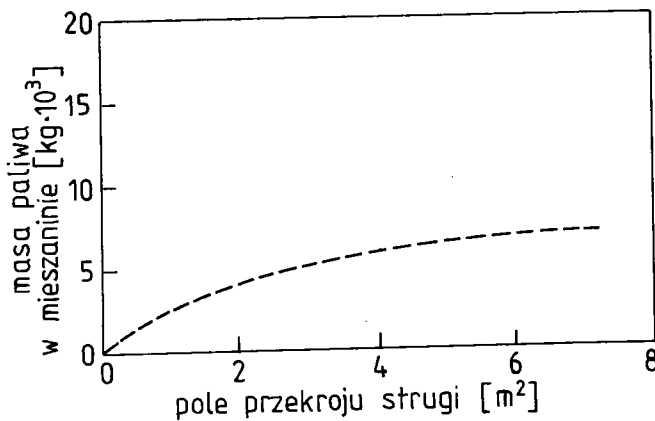
$$D_D \approx \lambda_{MAX}$$

(19)

$$\lambda_{MAX} = \frac{3\pi(\rho_F + \rho_i) \sigma_F}{2\rho_F \rho_i (w_F - w_V)^2}$$



Rys.6. Zmiana w czasie masy stopionego rdzenia w mieszaninie wstępnej wg [10]



Rys.7. Masa stopionego rdzenia w mieszaninie wstępnej w funkcji pola przekroju strugi wg zależności (15). Kropka odpowiada przebiegowi pokazanemu na rys.6 (wg [10])

gdzie  $\rho_i$  jest gęstością:

- 1) ciekłego chłodziwa dla przybliżenia cienkiej błony parowej, tzn.  $\delta/\lambda_{MAX} \rightarrow 0$ ;

2) pary chłodziwa dla przybliżenia grubej błony parowej, tzn.

$$\delta/\lambda_{\text{MAX}} \gg 0.$$

Taki model pozwala na określenie charakterystycznej długości  $L_j$  rozpadu strugi w postaci:

$$\frac{L_j}{D_{j0}} = \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{w_F}{|w_F - w_V|} \left( \frac{\rho_F}{\rho_i} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{\rho_i}{\rho_F} \right) \quad (20)$$

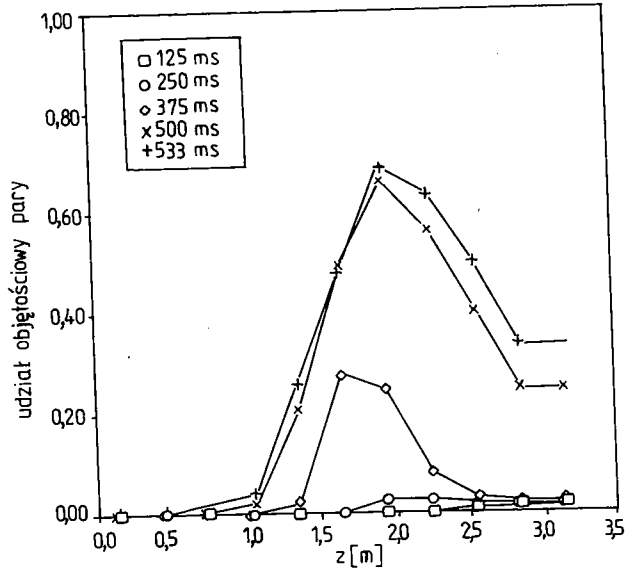
Analiza powyższego wyniku w geometrii charakterystycznej dla reaktorów jądrowych wykazuje, że dla dużych strug ( $D_{j0} > 0,1$  m) długość rozpadu  $L_j$  jest co najmniej o rząd większa od głębokości zbiornika z chłodziwem, zatem zmieszany zostaje jedynie nieznaczny ułamek paliwa. Z kolei dla małych strug ( $D_{j0} \ll 0,1$  m) długość rozpadu jest mała, lecz mała jest również masa paliwa w strudze (proporcjonalna do  $D_{j0}^2$ ), a więc i w mieszaninie. Według [2] powyższy model daje oszacowanie górnej granicy długości rozpadu i zaniża ilość paliwa w mieszaninie. Wynika to z faktu, że powierzchniowe odrywanie kropeł na skutek niestabilności nie jest ani jedynym, ani najważniejszym mechanizmem rozpadu strugi. Zdaniem większości badaczy [2,10] w rozpatrywanej geometrii decydującą rolę gra hydrodynamiczny rozpad czoła strugi.

Model opisujący taki mechanizm rozpadu opracowali Chu i inni (1985, 1986) wykorzystując program komputerowy TEXAS, przeznaczony do badania niektórych zagadnień bezpieczeństwa reaktorów powielających, chłodzonych ciekłym metalem [2]. Testem poprawności modelu było porównanie wyników obliczeń z wynikami eksperymentów FITS, w których nie doszło do eksplozji i paliwo po wstępnym mieszananiu zakrzepło. Uznano, że rozmiar fragmentów paliwa pozostałych po takim eksperymencie może być pewnym przybliżeniem średnicy podczas mieszania. Odpowiednie dane pokazane są za [2] w tabl. 1. Widać, że omówiony model wykazuje rozsądną zgodność z doświadczeniem.

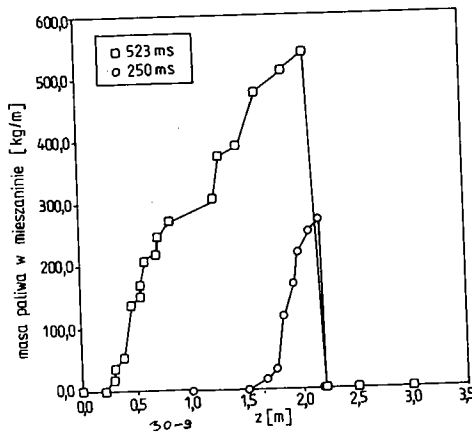
Tablica 1

Porównanie średnic fragmentów paliwa wg FITS z obliczeniami wg modelu Chu i innych za [2]

Test	Średnia średnica zmierzona [mm]	Czas mieszania [s]	Średnica wejściowa paliwa [mm]	Prędkość wejściowa paliwa [m/s]	Średnica obliczona [mm]
FITS1A	4,093	0,115	98,9	6,2	9,8
FITS4A	5,353	0,14	128,85	7,0	8,423
FITS5A	5,223	0,25	138,95	5,3	7,34
FITS6B	12,329	0,157	210,47	7,2	19,36

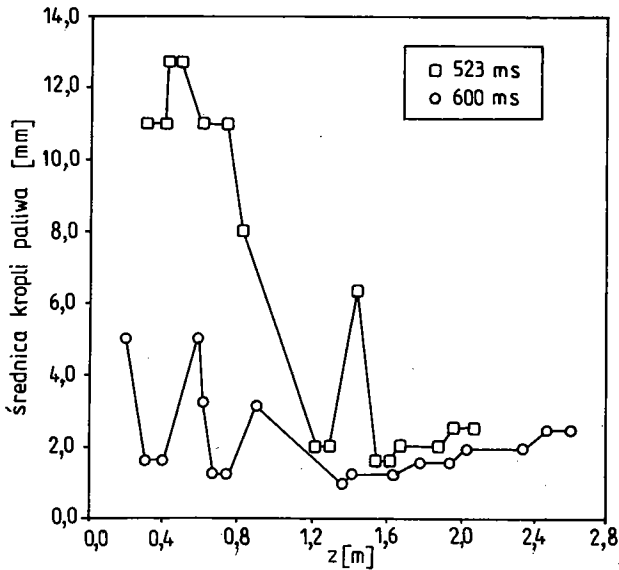


Rys. 8. Udział objętościowy pary w dolnym zbiorniku reaktora przy mieszaniu paliwa z chłodziwem wg Chu [2]. Współrzędna  $z$  skierowana jest pionowo ku górze;  $z = 0$  odpowiada dnu zbiornika

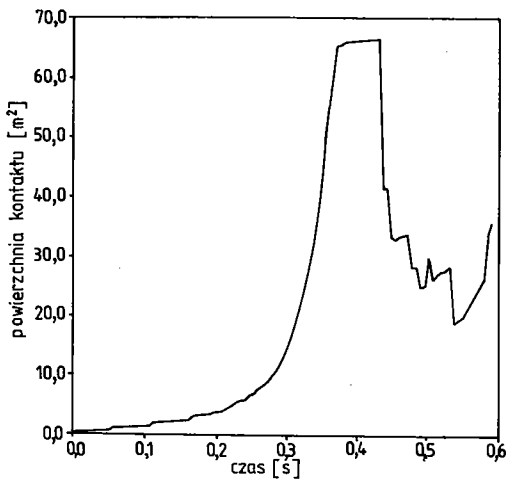


Rys. 9. Masa paliwa zmieszana z chłodziwem w dolnym zbiorniku reaktora wg Chu [2]. Współrzędna  $z$  skierowana jest pionowo ku górze;  $z = 0$  odpowiada dnu zbiornika





Rys.10. Średnica kropli paliwa w mieszaninie w dolnym zbiorniku reaktora wg Chu [2]. Współrzędna z skierowana jest pionowo ku górze;  $z = 0$  odpowiada dnu zbiornika



Rys.11. Powierzchnia kontaktu w mieszaninie paliwo-chłodziwo w dolnym zbiorniku reaktora w funkcji czasu wg Chu [2].

Na rysunkach 8, 9, 10 i 11 przedstawiono za [2] wyniki obliczeń Chu, dotyczących wpływu strugi paliwa przy wydatku 5000 kg/s z prędkością wejściową 5 m/s do zbiornika o głębokości 3 m i średnicy 4,2 m, wypełnionego wodą w stanie nasycenia pod ciśnieniem 1 bar. Po upływie 500 ms wpływa do zbiornika 2500 kg paliwa. Udział objętościowy pary w tym momencie na obszarze około 30% długości strugi przekracza 0,5 - rys.8. Z porównania rysunków 8 i 9 widać, że jest to jednocześnie obszar najbardziej intensywnego mieszania. Zmieszaniu ulega około 20% masy strugi, przy czym około 50% zmieszanej masy znajduje się w obszarze  $\alpha_V > 0,5$ , a więc w warunkach sprzyjających fluidyzacji. Średnica kropeł paliwa wynosi około 10 mm przy dnie zbiornika i około 1 mm w górnej jego części. Widać, że jest możliwe uformowanie mieszaniny o stosunkowo dużym rozdrobieniu paliwa, aczkolwiek cały czas zachodzi - niejako równolegle - proces koalescencji kropeł - por. rys.11.

Trzeba stwierdzić, że przedstawiony ostatnio model jest najpełniejszą z dotychczasowych próbą opisu mieszania wstępnego. Jest to jednak model jednowymiarowy, a więc nie uwzględnia on np. wirowych przepływów chłodziwa, które z pewnością wystąpią w tych warunkach termicznych i mogą mieć duży wpływ na omawiane zjawisko.

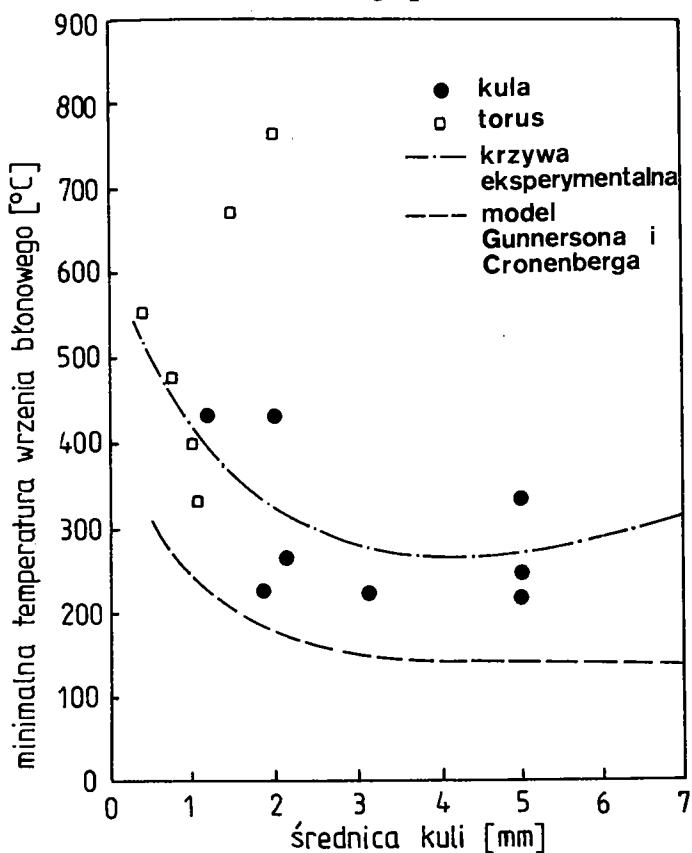
## 2. CECHY STRUKTURY SPRZYJAJĄCE EKSPLOZJI

Na podstawie wyników przedstawionych w poprzedniej części można sformułować jakościowy opis różnych struktur mieszaniny wstępnej przy kontakcie roztopionego metalu z wodą. Należy jednakże stwierdzić, że nie każda struktura mieszaniny umożliwi wystąpienie eksplozji cieplnej. W punkcie 1.2 wspomniano o roli pary chłodziwa, której duży udział może uniemożliwić eksplozję. Oprócz pary decydującą rolę w za inicjowaniu i propagacji eksplozji odgrywa średnica kropeł paliwa i ich rozkład przestrzenny.

### 2.1. WIELKOŚĆ KROPEŁ PALIWA

Przy danej masie paliwa oczywisty jest związek pomiędzy średnicą kropeł a powierzchnią wymiany ciepła. Jednakże zbyt duża wymiana ciepła na etapie wstępnego mieszania nie jest pożądana, ponieważ może prowadzić do takiego spadku temperatury paliwa, który uniemożliwi później gwałtowne odparowanie chłodziwa. Ponadto w świetle rozważań punktu 1.2 byłoby to niekorzystne, gdyż mogłoby prowadzić do fluidyzacji mieszaniny. Inne ograniczenia średnicy kropli wynikają z analizy stabilności wrzenia błonowego i dalszego rozpadu paliwa.

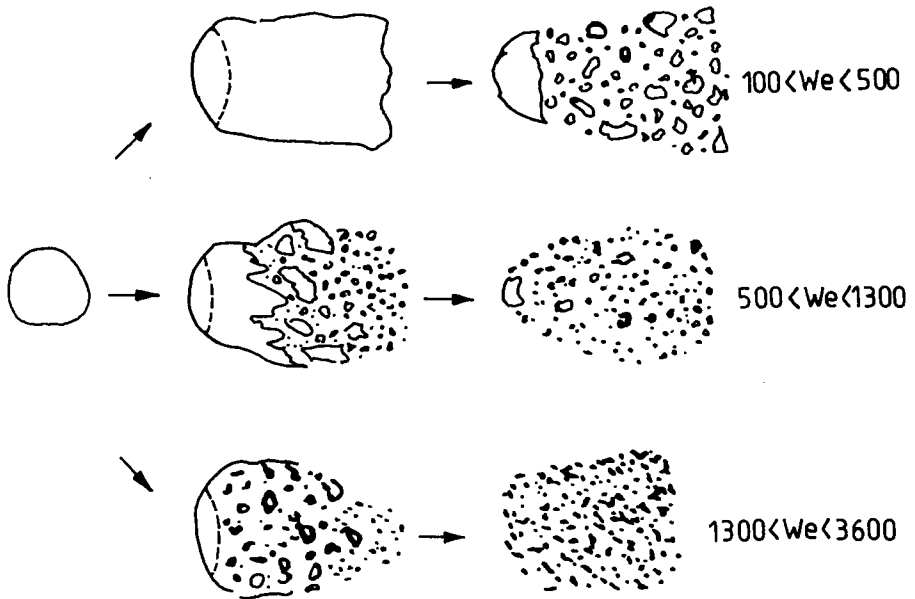
Z rezultatów przedstawionych w przeglądowej pracy [1] wynika, że - poczynając od pewnego rozmiaru - ze spadkiem średnicy kuli minimalna temperatura wrzenia błonowego szybko rośnie, a zatem załamanie wrzenia błonowego na małych kroplach następuje wcześniej, niż na dużych. Jak wskazano w punkcie 1.1, paliwo rozpada się kolejnymi krokami. Należy zatem liczyć się z obecnością w mieszaninie frakcji o różnych średnicach. Zbyt duży rozrzut średnic może spowodować, że na części kropeł błona parowa załamie się, a na części będzie w tym samym czasie zbyt stabilny. Ten efekt wymaga jeszcze potwierdzenia, zwłaszcza w świetle eksperymentów Stevensa i Wittego [11,12]. Przedstawili oni wyniki badań przejścia od wrzenia błonowego do wrzenia pęcherzykowego na kuli przy konwekcji wymuszonej. Temperatura załamania się błony parowej zależy w tych doświadczeniach od początkowej temperatury kulki, a więc nie jest charakterystycznym parametrem zmiany sposobu wrzenia; takim parametrem jest natomiast wartość strumienia cieplnego. Wynik ten stoi w sprzeczności z rezultatami znanych modeli - por. [13]. Należy wszakże zaznaczyć,



Rys.12. Minimalna temperatura wrzenia błonowego dla kuli w funkcji średnicy wg [14]

że modele te w większości dotyczą ścianek płaskich. Na podstawie podanych w 1 wyników Gunnersona i Cronenberga oraz eksperymentów Fiedlera [14] można stwierdzić, że dla kul o średnicach rzędu centymetra i mniejszych należy spodziewać się załamania wrzenia błonowego przy stosunkowo wysokiej temperaturze - por. rys.12. Wydaje się, że przy większych średnicach temperatura kulki w momencie zmiany rodzaju wrzenia jest już za niska, aby spowodować gwałtowne odparowanie chłodziwa.

W czasie eksplozji krople mieszaniny wstępnej ulegają rozdrobieniu w sąsiedztwie fali detonacyjnej, przy czym dominuje tu hydrodynamiczny mechanizm rozdrobnienia. Stwierdzono jednoznaczną prawidłowość: silniejsza eksplozja odpowiada większemu rozdrobieniu [1]. Możliwość wpływu średnicy kropeł zgrubnej mieszaniny na rozdrobienie wynika z zależności sposobu rozdrobnienia od liczby Webera. Na rysunku 13 przedstawiono poglądowo różnice w sposobach rozdrobnienia, obserwowane eksperymentalnie przez Kima [15] przy badaniu rozpadu kropli galu w strumieniu wody.



Rys.13. Poglądowe przedstawienie sposobów rozdrobnienia w zależności od liczby Webera wg [15]

W zakresie  $100 < We < 500$  kropla, ciągnięta przez strumień wody, rozpada się stopniowo na coraz mniejsze fragmenty; w zakresie  $1300 < We < 3600$  cała kropla rozdrabnia się od razu; zakres  $500 < We < 1300$  to obszar przejściowy. Liczba Webera zdefiniowana jest następująco:

$$We = \frac{\rho_C w_0^2 R_D}{\sigma} \quad (21)$$

gdzie  $w_0$  jest początkową względną prędkością kropli i wody, zaś  $R_D$  - początkowym promieniem kropli. Widać więc, że przy tej samej prędkości wody większe krople są rozdrabniane bardziej efektywnie. Trzeba tu dodać, że dla zbyt małych wartości liczby Webera ( $We < 30$ ) rozdrobnienie w ogóle nie następuje.

Przedstawione ograniczenia, otrzymane w dużej mierze na podstawie badań eksperymentalnych, mają jedynie charakter oszacowania rzędu wielkości. Oszacowanie to pozwala stwierdzić, że zająsci eksplozji sprzyja powstanie mieszaniny zgrubnej, zawierającej krople paliwa o średnicy od kilku milimetrów do kilku centymetrów. Przy mniejszych kroplach prawdopodobne jest powstanie mieszaniny fluidalnej, a poza tym paliwo zbyt szybko oddaje ciepło i krzepnie. Potrzebne są także znacznie silniejsze bodźce dla efektywnego rozdrobnienia. Z kolei zbyt duża średnica kropeł nie zapewnia wystarczającej powierzchni wymiany ciepła i czyni wrzenie błonowe zbyt stabilnym.

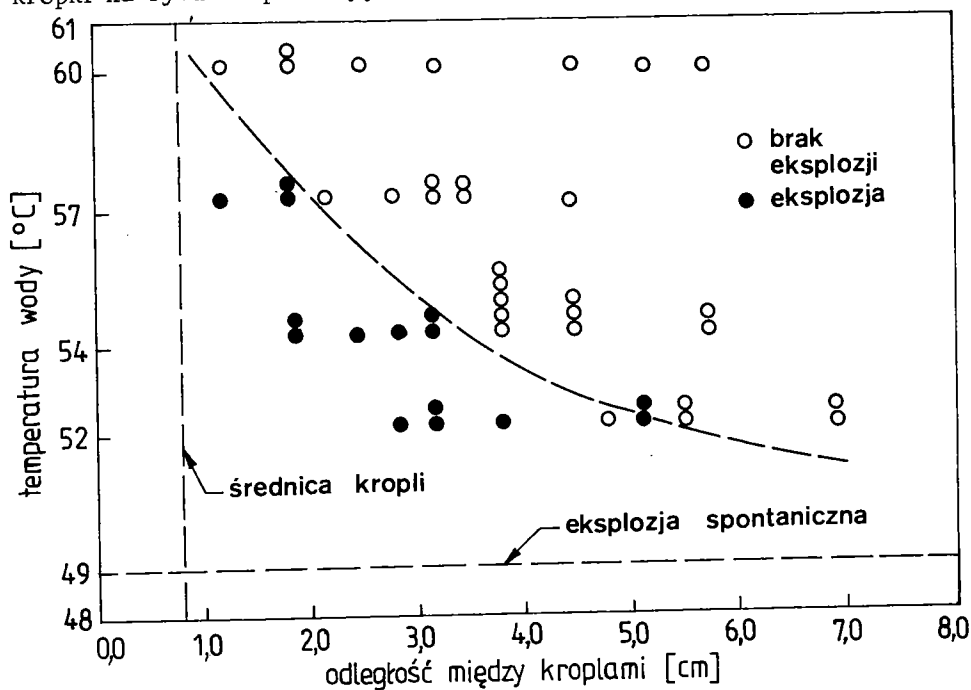
## 2.2. PRZESTRZENNY ROZKŁAD KROPEŁ PALIWA

Podczas mieszania wstępnego zachodzą równoległe dwa zjawiska: rozpad i koalescencja kropeł paliwa. Zbyt intensywny przebieg tego drugiego procesu może uniemożliwić eksplozję. Sprzyja temu mała odległość między sąsiednimi kroplami. Taka sytuacja powoduje ponadto nakładanie się termicznych warstw przyściennych sąsiadujących kropeł, co może prowadzić do zbyt dużego wzrostu udziału pary w mieszaninie. Wobec braku odpowiednich danych eksperymentalnych trudno dokładnie opisać ilościowo te oddziaływania, nie ulega jednak wątpliwości, że z ich analizy powinno wynikać ograniczenie udziału paliwa w mieszaninie wstępnej. Jeżeli przykładowo przyjąć, że minimalna odległość między środkami sąsiednich kropeł w procesie prowadzącym do eksplozji jest rzędu dwóch średnic, to otrzymuje się

$$\alpha_F \leq \frac{1}{8} \quad (22)$$

Maksymalna odległość między kroplami uwarunkowana jest możliwością propagacji eksplozji. Na rys.14 pokazano niektóre wyniki niezwykle interesujących badań eksperymentalnych Frosta i innych [16]. W badaniach tych krople cyny o temperaturze początkowej  $800^\circ\text{C}$  i o masie  $2,5 \cdot 10^{-3}$  kg (co odpowiada średnicy rzędu 0,9 cm) były umieszczane w wodzie. Zewnętrznym bodźcem (w tym wypadku gwałtownym

lokalnym przechłodzeniem) wywoływało eksplozję jednej kropli. Czarne kropki na rysunku pokazują warunki, w których ta eksplozja indukowała



Rys.14. Maksymalna odległość między kroplami, przy której eksplozja jednej kropli indukuje eksplozję sąsiedniej kropli wg [16]

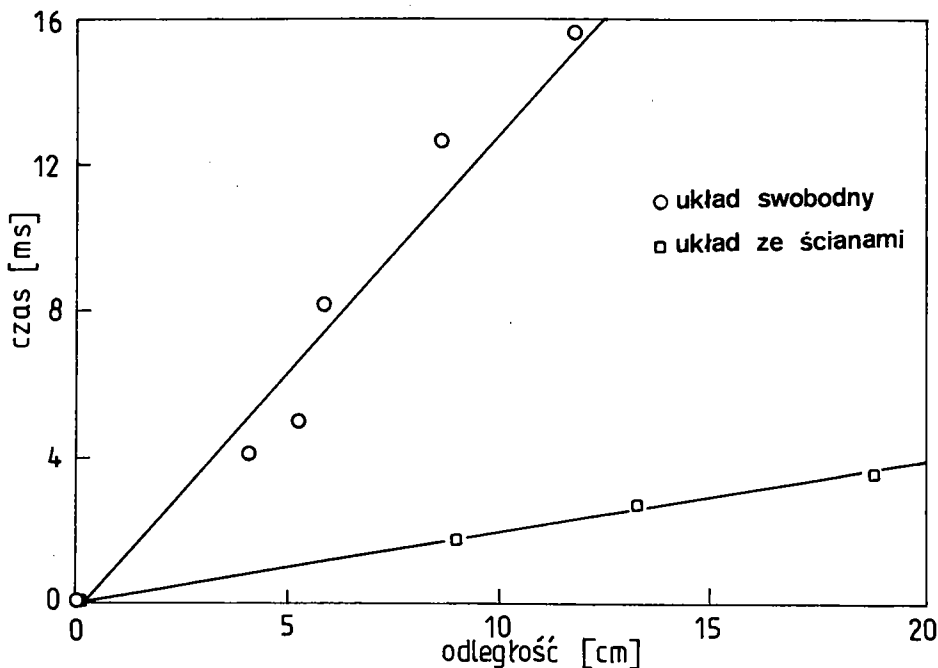
eksplozję sąsiedniej kropli. Widać, że maksymalna "odległość indukcji" rośnie przy spadku temperatury wody. Wynika to z faktu, że wrzenie błonowe jest wówczas mniej stabilne, a zatem do załamania się błony parowej potrzebny jest słabszy bodziec. Przy dużych przechłodzeniach (dla omawianego eksperymentu przy  $T_C = 49^\circ\text{C}$ ) krople eksplodują

bez zewnętrznego bodźca; jest to raczej seria niezależnych, małych eksplozji, a nie propagacja eksplozji w dużej skali. Przy mniejszych przechłodzeniach efekt propagacji jest oczywisty. Można oczekiwać, że dalsze badania pozwolą określić wpływ innych - poza przechłodzeniem - parametrów na "odległość indukcji".

Wspomniane badania Frosta dostarczają także ważnych informacji odnośnie prędkości propagacji eksplozji. Na rys.15 pokazano wyniki następującego eksperymentu: Krople cyny były umieszczane w wodzie wzdłuż linii prostej; zewnętrznym bodźcem wywoływano eksplozję pierwszej kropli; związana z tym fala ciśnienia powodowała eksplozję sąsiadki itd. Mierząc czas wystąpienia eksplozji poszczególnych kropli określono prędkość propagacji. Doświadczenie to przeprowadzono raz w stosunkowo dużym zbiorniku, a następnie pomiędzy ściankami o roz-

stawie 1,27 cm. Prędkość propagacji wyniosła w pierwszym przypadku 8 m/s, a w drugim - 58 m/s. Wynikają tutaj dwa wnioski:

1. Prędkość propagacji zależy bardzo silnie od geometrii układu.
2. W obu przypadkach prędkość propagacji jest mniejsza od prędkości dźwięku.



Rys.15. Czas indukowania eksplozji kolejnych kropeł w funkcji ich oddalenia od pierwszej eksplodującej kropli wg [16]

Pierwszy wniosek nie jest sprzeczny z wynikami modelu detonacyjnego. Hall i Board potwierdzają decydujący wpływ ograniczeń układu na przebieg i energię eksplozji. Natomiast wniosek drugi w istotny sposób rozszerza wiedzę o propagacji eksplozji. Podstawowym założeniem modelu detonacyjnego jest stwierdzenie, że wszystkie pełnoskalowe eksplozje cieplne mają charakter detonacyjny [8,9]. Wg Frosta i innych [3,16] istnieje możliwość deflagacyjnego przebiegu oddziaływania. Przedstawione wyniki eksperymentalne potwierdzają tę hipotezę. Przez analogię do procesów spalania należy oczekiwać, że moc, wydzielana przy oddziaływaniu deflagacyjnym, będzie mniejsza, niż w przypadku detonacji. Kwestią otwartą pozostaje pytanie, czy możliwe jest przejście od deflagacji do detonacji i jakie jest kryterium takiego przejścia. Wydaje się, że przestrzenny rozkład paliwa w mieszaninie wstępnej może grać tu znaczącą rolę.

### 3. WPLYW DOMIESZEK

W przeglądowej pracy Reida [17] zawarte są opisy eksperymentalnych eksplozji w układach woda-skroplony gaz i stopiona sól-woda. Z opisów tych wynika, że przebieg oddziaływania nie jest zdeterminowany wyłącznie warunkami ciepłno-hydrodynamicznymi, lecz zależy bardzo silnie od składu oddziałujących płynów. W tabelicy 2 podano za [17] zakres temperatur wody, dla którego udało się wywołać eksplozję przy zmieszaniu z różnymi skroplonymi gazami.

Tabela 2

Warunki eksplozji w układzie gaz-woda wg [17]

Skroplony gaz	Zakres temperatur wody [K]
izobutan	366 - 372
propan	326 - 343
propylen	315 - 348
etan	eksplozji nie zaobserwowano
azot	eksplozji nie zaobserwowano

Jak widać, ciekły etan oddziałuje z wodą bez eksplozji. Sytuacja zmienia się zasadniczo, gdy etan zmieszany jest z innym gazem, przy czym udział tego drugiego składnika może być niewielki. W tabelicy 3 podano skład niektórych mieszanin etanu, w których obserwuje się eksplozję z wodą.

Rozpatrując oddziaływanie mieszanin skroplonych gazów z wodą trzeba wziąć pod uwagę fakt, że podczas odparowania skład mieszaniny może ulec zmianie. Z kolei przy mieszaniu roztopionych soli z wodą zmianie ulegają własności wody na skutek rozpuszczania soli. W tych układach także obserwuje się zależność zajścia eksplozji od składu mieszaniny. Przykładowo, nie wywołuje eksplozji mieszanie z wodą czystego  $\text{Na}_2\text{CO}_3$ , a eksploduje mieszanina  $\text{Na}_2\text{CO}_3$  i  $\text{NaCl}$  przy zawartości tego drugiego powyżej 7% masowo.

Tabela 3

Mieszaniny dwuskładnikowe zawierające etan, eksplodujące z wodą wg [17]

Drugi składnik	Udział molowy drugiego składnika [%]
propan	42-19
izobutan	4
n-butan	23-2
izopentan	11-2
n-pentan	12-2



Powyższe zjawiska nie znajdują odbicia w przedstawionych uprzednio modelach, tworzonych pod kątem analiz bezpieczeństwa reaktorów jądrowych. Wydaje się zresztą, że - poza oczywistymi cechami wspólnymi - oddziaływania te w różnych układach mogą przebiegać odmiennie i próba tworzenia jednego opisu jest bezcelowa. Jednakże niektóre wnioski z analizy układów sól-woda lub gaz-woda mogą być przydatne do analizy układów metal-woda. Takim wnioskiem wydaje się być stwierdzenie zasadniczego wpływu pewnych domieszek na przebieg oddziaływania. W układach metal-woda efekt ten może ujawnić się poprzez modyfikację napięcia powierzchniowego.

Z danych literaturowych [18,19] wynika, że na skutek absorpcji niektórych pierwiastków napięcie powierzchniowe ciekłego metalu może ulec silnemu obniżeniu. Potrzebna do wywołania tego efektu ilość domieszki jest przy tym na tyle mała, że nie powoduje znaczących zmian innych własności ciekłego metalu (jak np. ciepło właściwe, gęstość, lepkość). Przykładowo dla miedzi i żelaza takim dodatkiem powierzchniowo czynnym jest tlen. Zmiana napięcia powierzchniowego przez powierzchniowe utlenienie może zmienić przebieg procesów rozpadu paliwa. Przy rozpadzie strugi na skutek niestabilności Kelvina-Helmholtza prowadzi to do spadku średnicy kropeł - wzór (19). Ponadto zmianie ulega wartość liczby Webera (por. wzór (21)), co w pewnych warunkach może mieć jakościowy wpływ na przebieg wstępnego rozpadu i rozdrobnienia paliwa. Problem ten nie znajduje odbicia w opublikowanych badaniach.

#### 4. PODSUMOWANIE

1. Analizy teoretyczne potwierdzają obserwację, że w procesie prowadzącym do eksplozji rozpad paliwa zachodzi w kolejnych krokach. Niezbędnym warunkiem wystąpienia eksplozji jest powstanie zgrubnej mieszaniny na etapie wstępnego mieszania.

2. Zajściu eksplozji sprzyja mieszanina o rozmiarach kropeł paliwa od kilku milimetrów do kilku centymetrów. Wniosek ten oparty jest przede wszystkim na obserwacjach eksperymentalnych. Analizy teoretyczne pozwalają jedynie na bardzo przybliżone oszacowanie rzędu wielkości.

3. Teoretyczne i eksperymentalne badania dynamiki mieszania pokazują, że możliwe jest powstanie zgrubnej mieszaniny, spełniającej warunki punktu 2, w części dolnego zbiornika reaktora.

4. Niepewność w określeniu rozmiaru kropeł paliwa w mieszaniu wstępnej silnie wpływa na wiarygodność oszacowań prawdopodobieństwa zajścia eksplozji.

5. Zbyt mała średnica kropeł paliwa może uniemożliwić eksplozję, gdyż towarzyszy temu duży udział pary w mieszaniu. Duży udział pary wpływa na oddziaływanie przez fluidyzację mieszaniny bądź przez uniemożliwienie propagacji.

6. Maksymalny udział paliwa w mieszaninie wstępnej ograniczony jest możliwością koalescencji kropeł, zaś minimalny - warunkami propagacji eksplozji. Możliwy jest deflagacyjny przebieg oddziaływania. Zbadania wymaga kryterium przejścia od deflagacji do detonacji. Wielkość i rozkład przestrzenny kropeł paliwa mogą grać tu znaczącą rolę.

7. Zbadania wymaga wpływ średnicy kropli paliwa na załamanie się wrzenia błonowego przy przejściu impulsu ciśnieniowego. Zbadać należy także możliwość wpływu napięcia powierzchniowego na przebieg oddziaływania. Wpływ ten może ujawnić się zwłaszcza na etapie hydrodynamicznego rozdrobnienia.

#### BIBLIOGRAFIA

1. P. Bader: Eksplozja cieplna. Przebieg zjawiska na podstawie obecnego stanu wiedzy. BI ITC 72, w druku.
2. M.L. Corradini, B.J. Kim, M.D. Oh: Vapor Explosions: A Review of Theory and Modeling. University of Wisconsin, Madison, WI, 1985, opracowanie nie publikowane.
3. J.H.S. Lee, D.L. Frost: Steam Explosions: Major Problems and Current Status. Proc. 11th ICDERS, 1987, Warsaw, Poland, w druku.
4. J.H.S. Lee: Molten Fuel-Coolant Interaction. Current Status of Understanding. Ottawa 1985, opracowanie nie publikowane.
5. W.J. Prosnak: Mechanika płynów. PWN, Warszawa 1970.
6. G. Fröhlich - informacja nie publikowana, 1985.
7. M.L. Corradini, G.A. Moses: Limits to Fuel/Coolant Mixing. Nuclear Sci. Engng., Vol. 90 (1985), pp. 19-27.
8. R.W. Hall, S.J. Board: The Propagation of Large-Scale Thermal Explosion. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 22 (1979), pp. 1083-1093.
9. M. Baines, S.J. Board, N.E. Buttery, R.W. Hall: The Hydrodynamics of Large-Scale Fuel-Coolant Interactions. Nuclear Technology, Vol. 49 (1980), pp. 27-39.
10. M.A. Abolfadl, T.G. Theofanous: An Assessment of Steam Explosion Induced Containment Failure. Part II: Premixing Limits. Nuclear Sci. Engng., w druku.
11. J.W. Stevens, L.C. Witte: Transient Film and Transition Boiling from a Sphere. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 14 (1971), pp. 443-450.
12. J.W. Stevens, L.C. Witte: Destabilization of Vapor Film Boiling Around Spheres. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 16 (1973), pp. 669-678.

13. M. Poniewski: Modele teoretyczne kryzysu wrzenia błonowego. Politechnika Łódzka. Zeszyty Naukowe Nr 515, Seria: Ciepłone Maszyny Przepływowe, Nr 92 (1986), str. 53-75.
14. A. Fiedler: Experimentelle Untersuchungen an kleinen heissen Kugeln zur Bestimmung von Einflüssen auf den Wärmeübergang und die Wärmeentspeicherungszeiten im Quenchprozess. Praca doktorska, IKE, Stuttgart, 1985.
15. D.S. Kim: Experimentelle Untersuchung der hydrodynamischen Fragmentation eines Galliumtropfens in einer Wasserströmung. Praca doktorska, IKE, Stuttgart, 1985.
16. D.L. Frost, G. Ciccarelli: Propagation of Explosive Boiling in Molten Tin-Water Mixtures. Referat zgłoszony na ASME/AIChE National Heat Transfer Conference, Houston, Texas, 1988.
17. R.C. Reid: Rapid Phase Transition from Liquid to Vapor. Advances in Chemical Engng., Vol. 12 (1983), pp. 105-208.
18. J.W. Najdycz: Kontaktnyje jawlenija w metalliczeskich rasplawach", Naukowaja Dumka, Kiew, 1972.
19. W.I. Nizenko, L.O. Floka: Powierchnostnyje natjażenie židkikh metallow i splawow, Metałhurgija, Moskwa 1981.

СМЕШИВАНИЕ СПЛАВЛЕННОГО ТОПЛИВА И ОХЛАДИТЕЛЯ,  
КАК ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ СТАДИЯ ТЕПЛОВОГО ВЗРЫВА.

РАЗВИТИЕ ЯВЛЕНИЙ СОГЛАСНО НЫНЕШНЕМУ СОСТОЯНИЮ ЗНАНИЯ

К р а т к о е   с о д е р ж а н и е

Приводятся различные модели, описывающие процесс предварительного смешивания. Указываются ограничения структуры смеси, определяемые различными физическими факторами. Обращается внимание на те ограничения, которые непосредственно влияют на возможность возникновения взрыва.

MOLTEN FUEL-COOLANT INTERACTION AS AN OPENING STAGE  
OF THERMAL EXPLOSION.  
CURRENT STATUS OF UNDERSTANDING

Summary

A brief review of the theory of the premixing process is presented. The limitations of the premixture structure due to various physical effects are shown. The limitations, which may directly affect the possibility of the explosion to occur are pointed out.