

Piotr Bader

Instytut Techniki Ciepłej

## EKSPLOZJA CIEPLNA. PRZEBIEG ZJAWISKA NA PODSTAWIE OBECNEGO STANU WIEDZY

W oparciu o aktualny (kwiecień 1988) stan wiedzy przedstawiono przebieg procesu prowadzącego do eksplozji cieplnej, skupiając się na fizycznej analizie zachodzących zjawisk. Omówiono mieszanie wstępne, rolę wrzenia błonowego, propagację eksplozji i rozdrobnienie cieczy gorącej. Wiele uwagi poświęcono modelowi detonacyjnemu. Przedstawiono także niektóre oszacowania skutków eksplozji i prawdopodobieństwa jej zajęcia. W konkluzji stwierdzono, że pomimo jakościowego poznania procesu jego opis ilościowy jest jeszcze bardzo niepełny. W szczególności brak jest uzasadnionego teoretycznie i eksperymentalnie kryterium zajęcia eksplozji.

### WYKAZ OZNACZEŃ

- A - powierzchnia kontaktu paliwa z chłodziwem
- a - prędkość dźwięku
- $c_p$  - ciepło właściwe
- $C_{FR}$  - stała rozdrobnienia
- D, d - średnica
- j - strumień masy
- L - wymiar liniowy
- m - masa
- $\overset{\circ}{N}$  - ilość pęcherzy generowanych w jednostce czasu na jednostkę objętości
- $N_D$  - ilość kropeł paliwa na jednostkę objętości mieszaniny

$p$	- ciśnienie
$\Delta p$	- skok ciśnienia
$Q, q$	- ciepło
$R$	- promień
$R_D$	- początkowy promień kropli paliwa
$T$	- temperatura
$T_{SL}$	- maksymalna temperatura przegrzanej cieczy
$T_{MIN}$	- temperatura minimalna wrzenia błonowego
$T_c$	- temperatura kontaktu
$t$	- czas
$\hat{t}$	- czas bezwymiarowy
$W$	- prędkość
$We$	- liczba Webera
$V$	- objętość
$v$	- objętość właściwa
$\alpha$	- współczynnik wyrównywania temperatury
$\beta$	- współczynnik rozszerzalności cieplnej
$\varepsilon$	- energia wewnętrzna właściwa
$\bar{r}$	- prędkość rozdrobnienia
$\lambda_{CL}$	- przewodność cieplna chłodziwa
$\lambda$	- długość fali
$\lambda_{CR}$	- krytyczna długość fali
$\rho$	- gęstość masy
$\sigma$	- napięcie powierzchniowe
$\tau$	- czas charakterystyczny

#### Indeksy

F	- paliwo
CL	- chłodziwo
v	- para
s	- nasycenie
SN	- spontaniczna nukleacja
SL	- maksymalne przegrzanie
CR	- krytyczne
FR	- rozdrobnienie
D	- kropla

## Skróty:

- LOCA - Loss of Coolant Accident  
MFCI - Molten Fuel Coolant Interaction  
MSN - Model Spontanicznej Nukleacji  
MD - Model Detonacyjny  
C-J - Chapman-Jouget (detonacja)  
DRP - Dyskretny Rozkład Prawdopodobieństwa  
FP - Funkcja Probabilistyczna

## 1. WSTĘP

Eksplzja cieplna jest procesem fizycznym, który zachodzi, gdy odpowiednie masy dwóch cieczy, gorącej i zimnej, mieszają się. Określenie "gorąca" i "zimna" ma tu oczywiście względny charakter. Ciecz gorąca musi mieć temperaturę znacznie wyższą od temperatury nasycenia cieczy zimnej. W wyniku takiego zmieszania może w pewnych warunkach nastąpić gwałtowny transport energii do cieczy zimnej i w konsekwencji jej bardzo intensywne odparowanie. Wybuchowy przebieg takiego procesu może pociągnąć za sobą znaczne zniszczenia.

Możliwość wybuchowego oddziaływania gorącej i zimnej cieczy potwierdzona została zarówno przez szereg eksperymentów w różnej skali, jak i poprzez opisane w literaturze wypadki przemysłowe. Te ostatnie miały miejsce w przemyśle papierniczym, metalurgicznym oraz w instalacjach kriogenicznych [1, 2]. Eksplzja cieplna może zajść także w środowisku naturalnym. Przykładem jest tu wybuch wulkanu Krakatau 27.08.1883 roku. Eksplzja ta, uważana przez geofizyków za jedną z najpotężniejszych w dziejach Ziemi, była skutkiem zmieszania znacznych mas wody morskiej i gorącej lawy w wyniku zapadnięcia się części wulkanu [3].

Ostatnie kilkanaście lat przyniosło znaczny wzrost zainteresowania badaczy eksplzją cieplną. Jest to związane z rozwojem energetyki jądrowej. Wraz ze zwiększeniem ilości pracujących reaktorów oraz wzrostem ich mocy coraz większy nacisk kładzie się na problemy bezpieczeństwa. Eksplzja cieplna jest jednym z możliwych następstw awarii typu LOCA. Przewiduje się,

że wyjątkowo niepomyślny przebieg zdarzeń przy takiej awarii może pociągnąć za sobą częściowe lub całkowite stopienie rdzenia reaktora. Wypadki na Three Mile Island i w Czarnobylu pokazały, że jest to całkiem realna możliwość. Oddziaływanie stopionego rdzenia z chłodziwem stwarza dogodne warunki do zajęcia eksplozji. Warunki takie mogą też zaistnieć w układach chłodzonych ciekłym metalem, gdyby na skutek awarii doszło do kontaktu między ciekłym metalem (chłodziwo obiegu pierwotnego) a wodą (chłodziwo obiegu wtórnego). W takim przypadku oprócz oddziaływania czysto cieplnego należy rozważyć także skutki możliwej reakcji chemicznej (np. dla reaktorów powielających chłodzonym ciekłym sodem).

Powiązanie badań eksplozji cieplnej z problematyką bezpieczeństwa siłowni jądrowych znalazło swoje odbicie w powszechnie stosowanej terminologii, którą przyjęto także w niniejszej pracy. Przy analizie skutków awarii typu LOCA naturalne jest nazywaniem cieczy gorącej "paliwem", zaś zimnej - "chłodziwem". Należy pamiętać, że rozpatrywane w tym kontekście oddziaływanie stopionego paliwa z chłodziwem (Molten Fuel Coolant Interaction, MFCI) nie obejmuje reakcji chemicznej. Określenie "eksplozja cieplna" (thermal explosion) stosowane jest zamiennie z terminem "eksplozja parowa" (vapour explosion, steam explosion).

W dotychczasowych badaniach eksplozji cieplnej można z grubsza rozróżnić dwa uzupełniające się nurty:

a. Badanie fizyki zjawiska. Celem tych prac jest określenie kolejności zdarzeń zachodzących w czasie procesu oraz ich jakościowa i ilościowa analiza. Dobrym przykładem są tu prace Żyszkowskiego [4 ÷ 6], Halla i Boarda [7] lub Karachaliosa [8].

b. Badanie skutków energetycznych eksplozji. Klasycznym wynikiem jest tu oszacowanie podane przez Hicksa i Menziesia w roku 1965 [3,8], uważane obecnie za wygórowane. Współczesne analizy mają najczęściej charakter oszacowań probabilistycznych. Charakterystyczne dla tego nurtu mogą być prace Theofanousa z zespołem [2, 9, 10, 11].

Zgodnie z powszechnie przyjętą opinią, w procesie prowadzącym do eksplozji cieplnej można wyróżnić dwie główne fazy: mieszanie paliwa z chłodziwem i ekspansję par chłodziwa

[1, 3, 8, 12, 13]. Zjawiska zachodzące w pierwszej fazie określają przebieg MFCI, a więc warunkują możliwość zajścia eksplozji. Faza druga decyduje o ewentualnych skutkach energetycznych.

Obecny stan wiedzy o eksplozji cieplnej dobrze charakteryzuje sześć punktów, przedstawionych przez J. Lee [1]:

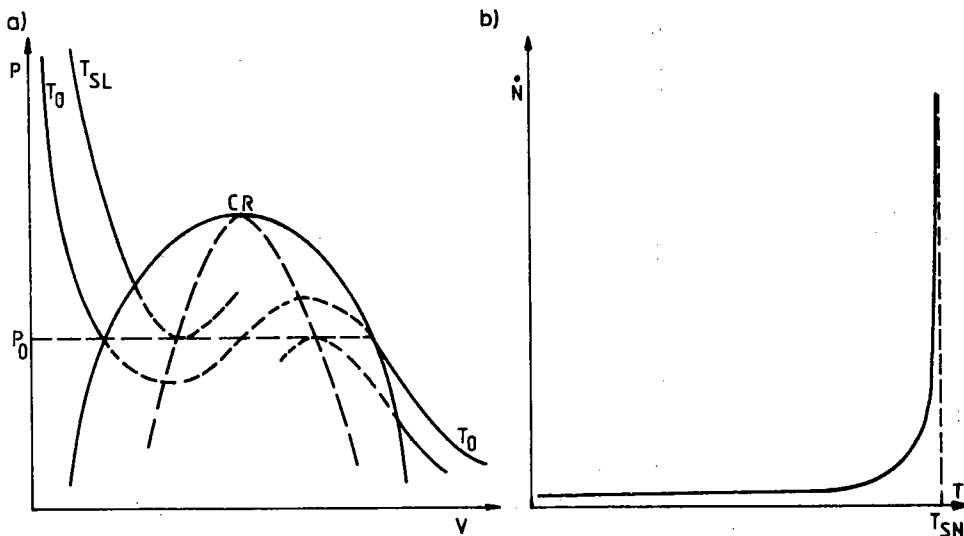
1. Znane są warunki sprzyjające zajściu eksplozji.
2. Zidentyfikowano podstawowe mechanizmy odgrywające rolę w tym procesie.
3. Poszczególne stadia oddziaływania są jakościowo znane, lecz nie zdołano opisać ilościowo zachodzących efektów nieliniowych.
4. Nie ma wystarczającego jakościowego opisu współzależności i sprzężeń między poszczególnymi zjawiskami zachodzącymi podczas procesu.
5. Nie można przekonywająco wykazać, że w danych warunkach eksplozja nie nastąpi, nawet jeżeli na podstawie eksperymentu taki wniosek jest uprawniony.
6. Dla konkretnego scenariusza awarii istnieje możliwość jakościowej analizy poszczególnych etapów oddziaływania i wskazania na tej podstawie ewentualnych słabych punktów w konstrukcji reaktora bądź w sposobie jego eksploatacji.

W oparciu o taki stan wiedzy przedstawiono w niniejszym artykule przebieg procesu prowadzącego do eksplozji cieplnej. Omówiono najważniejsze stadia oddziaływania, skupiając się na fizycznej analizie zachodzących zjawisk. Wskazano na niektóre nie rozwiązane zagadnienia oraz na ograniczenia stosowanych modeli i hipotez.

## 2. HIPOTEZA SPONTANICZNEJ NUKLEACJI

Eksplozją cieplną nazywamy przemianę zimnej, lotnej cieczy w parę na skutek transportu ciepła z gorącej, nielotnej cieczy, połączonej z rozprężaniem tej pary. Taka konwersja energii cieplnej w mechaniczną może powodować znaczące skutki w otoczeniu [1].

Pewne informacje o możliwości zajęcia takiego zjawiska wynikają z fizyki przejścia fazowego niezależnie od mechanizmów wymiany ciepła pomiędzy paliwem a chłodziwem. Jak wiadomo, ciecz przegrzana może teoretycznie realizować stany metastabilne, leżące pomiędzy lewą krzywą graniczną a spinodala (rys.1a). Spinodala określa przy danym ciśnieniu maksymalną

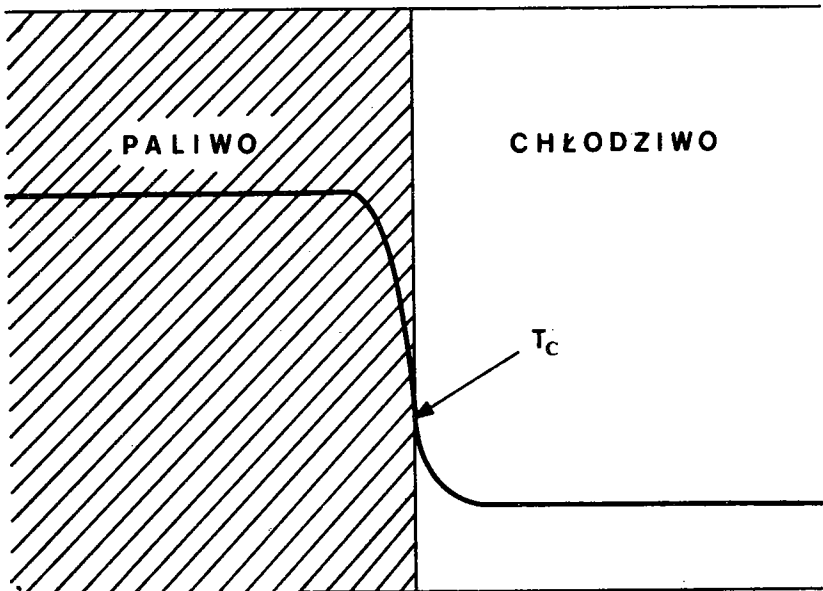


Rys.1.a) krzywa graniczna oraz obszary stanów metastabilnych przy przejściu fazowym ciecz-gaz, b) prędkość generacji pęcherzy pary w jednostce objętości w funkcji przegrzania cieczy

temperaturę przegrzanej cieczy  $T_{SL}$ . W momencie osiągnięcia przez ciecz tej temperatury następuje nukleacja homogeniczna, a więc spontaniczne tworzenie się pęcherzy pary w całej objętości cieczy. Nukleacja spontaniczna może też wystąpić przy niższej temperaturze  $T_{SN}$  większej od temperatury nasycenia  $T_S < T_{SN} \leq T_{SL}$ . Ma to miejsce, jeżeli w objętości cieczy obecne są wtrącenia, mogące stać się zarodkami nukleacji. Nukleacja może też rozpocząć się, gdy metastabilna równowaga zostanie zakłócona dostatecznie silnym bodźcem zewnętrznym. Jakościową zależność pomiędzy temperaturą cieczy a częstotliwością spontanicznej generacji pęcherzy pary w jednostce objętości przedstawia rys.1b. Oczywiście jest, że osiągnięcie przez ciecz temperatury  $T_{SN}$  może prowadzić do wybuchowego przebiegu odparowania.

W momencie zetknięcia się gorącego paliwa z chłodziwem temperatura powierzchni kontaktu  $T_c$  musi oczywiście spełniać warunek  $T_{CL} < T_c < T_F$ . Maksymalną wartość tej temperatury można określić rozpatrując zagadnienie przewodzenia ciepła bez przemiany fazowej (rys.2). Biorąc w celu oszacowania rozwiązanie zagadnienia dla półnieskończonych płyt [1, 14] otrzymuje się

$$T_c = \frac{T_F (c_{pF} \rho \sqrt{\alpha})_F + T_{CL} (c_{pG} \rho \sqrt{\alpha})_{GL}}{(c_{pF} \rho \sqrt{\alpha})_F + (c_{pG} \rho \sqrt{\alpha})_{GL}} \quad (1)$$



Rys.2. Rozkład temperatury przy styku ciekłego paliwa z ciekłym chłodziwem - por. wzór (1).

W pierwszej połowie lat siedemdziesiątych H.K. Fauske i R.E. Henry sformułowali w oparciu o opisane zjawiska Model Spontanicznej Nukleacji [1, 3, 8]. Zgodnie z ich hipotezą eksplozja nie zachodzi, gdy temperatura kontaktu  $T_c$  jest mniejsza od temperatury spontanicznej nukleacji  $T_{SN}$ . Zatem warunek wystąpienia eksplozji ma według kryterium Henry'ego i Fauskego postać:

$$T_c > T_{SN} \quad (2)$$

Przykładowo, jeżeli chłodziwem będzie woda pod ciśnieniem atmosferycznym, to jej temperatura nukleacji homogenicznej, oszacowana z zależności [1]

$$T_{SL} = T_{OR} \left( 0,11 \frac{p}{p_{PCR}} + 0,89 \right)$$

wyniesie  $T_{SL} = 303^{\circ}\text{C}$ . Taką temperaturę kontaktu uzyska się np. na styku ze szkłem o temperaturze  $T_F = 575^{\circ}\text{C}$ . Dla  $T_F = 646^{\circ}\text{C}$   $T_c$  osiąga wartość temperatury krytycznej wody [14].

Jak wynika z [1, 3, 12], kryterium (2) jest spełnione przy eksperymentalnych eksplozjach, jednakże jego spełnienie nie gwarantuje wystąpienia eksplozji. Można powiedzieć, że kryterium to formuluje raczej warunek konieczny, a nie wystarczający. Wydaje się, że nie istnieje jeden prosty warunek postaci (2), określający jednoznacznie możliwość wystąpienia eksplozji [3].

Należy przede wszystkim zauważyć, że spełnienie nierówności (2) nie zapewnia spontanicznej nukleacji w całej objętości chłodziwa. Odpowiednie przegrzanie występuje jedynie w bezpośrednim sąsiedztwie powierzchni kontaktu. Aby to sąsiedztwo objęło całą objętość, niezbędne jest odpowiednie rozwinięcie powierzchni kontaktu, co może nastąpić poprzez rozdrobnienie paliwa i wymieszanie jego kropeł z chłodziwem. Model SN nie proponuje mechanizmu takiego procesu. Ponadto wiadomo, że znaczne przegrzanie dużej masy cieczy wymaga na ogół specjalnych warunków. Nie wydaje się to możliwe przy intensywnym mieszaniu się dwóch cieczy o znacząco różnych temperaturach.

Istnieją wreszcie obserwacje eksperymentalne, nie znajdujące wyjaśnienia na gruncie MSN, a możliwe do wytłumaczenia (przynajmniej jakościowego) na podstawie innych modeli, jak chociażby możliwość występowania eksplozji w dużych układach, podczas gdy w tych samych temperaturach w małej skali oddziaływanie ma spokojny przebieg (np. Al-H<sub>2</sub>O [3]).

### 3. MIESZANIE WSTĘPNE

Stykające się masy paliwa i chłodziwa zajmują z reguły początkowo wyraźnie rozgraniczone objętości. Niezbędnym warun-



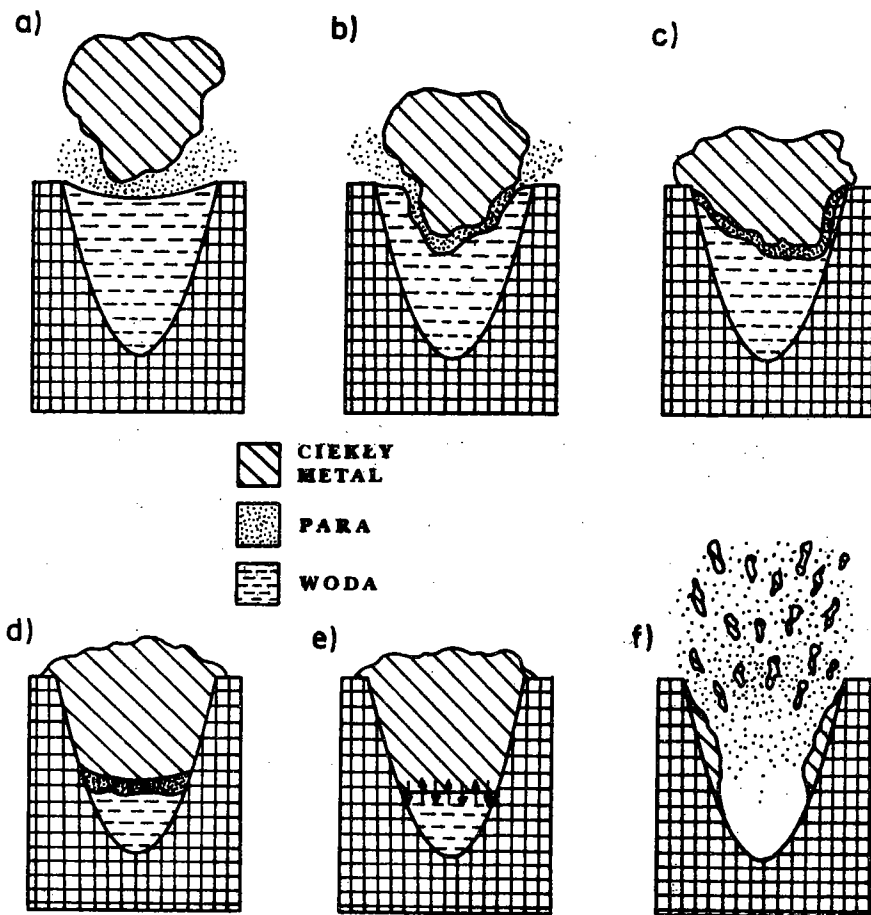
kiem wystąpienia eksplozji jest powstanie zgrubnej mieszaniny (coarse mixture), składającej się z kropel paliwa o średnicy rzędu centymetra rozproszonych w chłodziwie [4, 6, 8, 12, 15]. Na podstawie eksperymentalnych obserwacji opisano kilka mechanizmów prowadzących do rozpadu paliwa i do powstania takiej mieszaniny.

Jeżeli masa paliwa wpada do chłodziwa, działające przy zetknięciu się z powierzchnią chłodziwa siły bezwładności mogą doprowadzić do rozpadu paliwa. Kryterium stanowi tu wartość liczby Webera  $We$ , będącej miarą stosunku sił bezwładności do sił napięcia powierzchniowego. Rozpad następuje dla  $We = \rho_F L_F W_F^2 / \sigma_F > We_{CR}$ . Doświadczalnie stwierdzono, że  $We_{CR}$  ma wartość rzędu kilkunastu [1].

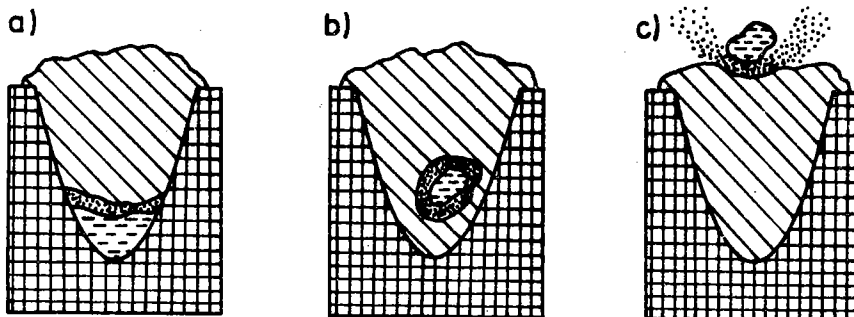
Bardzo efektywnym mechanizmem rozbijającym znaczne masy paliwa jest uwięzienie (entrapment) przez gorące paliwo pewnej ilości chłodziwa. Może to nastąpić przy zetknięciu się paliwa ze ścianą lub też poprzez zmianę kształtu masy paliwa na skutek niestabilności. Na rys.3 pokazano pógładowo przebieg eksperymentu opisanego w [16]. Zgodnie z przedstawionymi tam wynikami chłodziwo uwięzione przez gorące paliwo zostaje znacznie przegrzane i w konsekwencji realizuje się w małej skali eksplozja zgodna z Modelem Spontanicznej Nukleacji. Metastabilny stan chłodziwa przed tą minieksplozją został w tym doświadczeniu potwierdzony; mechaniczne zaburzenie przyspieszało wybuch w porównaniu z niezaburzonym przegrzaniem. Warto zaznaczyć, że eksplozja następująca po zewnętrznym zaburzeniu była z reguły słabsza - w świetle zależności przedstawionej na rys.1b można to wyjaśnić większym przegrzaniem chłodziwa przy samoistnej eksplozji.

W wyniku omawianego eksperymentu stwierdzono także, iż nie zawsze konfiguracja przedstawiona na rys.3a prowadziła do wybuchu. Możliwy był np. przebieg oddziaływania przedstawiony na rys.4 - chłodziwo zdążyło uwolnić się pod działaniem siły wyporu przed osiągnięciem odpowiedniego przegrzania. Także rozpoczęcie krzepnięcia paliwa nie sprzyja zajściu eksplozji [16, 17].

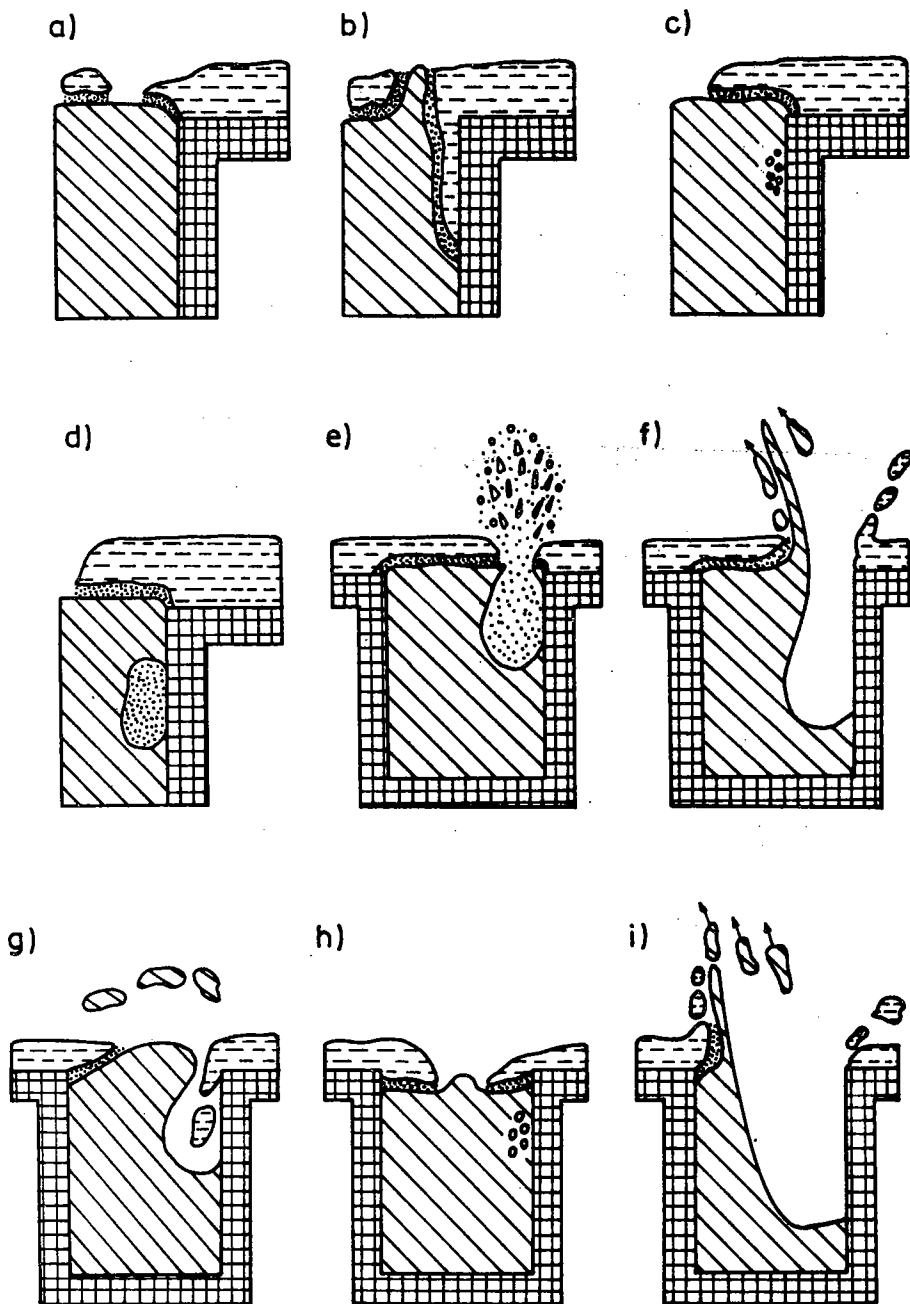
Eksplozja zbliżona do wyżej opisanej może również nastąpić, gdy lżejsze chłodziwo napływa od góry na cięższe paliwo. Na



Rys.3. Przebieg eksperymentalnej eksplozji typu "entrapment" wg [16]. Strzałki na rys.e oznaczają wzajemną penetrację cieczy po zaniku warstwy pary na skutek wzrostu ciśnienia



Rys.4. Nieudany eksperyment typu "entrapment" wg [16]



Rys.5. Przebieg eksperymentalnej eksplozji przy napływie chłodziwa od góry (stratification experiment) wg [18]

rys.5 pokazany jest za [18] przebieg tego procesu. Eksperyment wykazuje, że oddziaływanie to jest efektywniejsze niż przy normalnej eksplozji typu "entrapment". Następuje cała seria wybuchów i większa masa paliwa ulega rozbiciu.

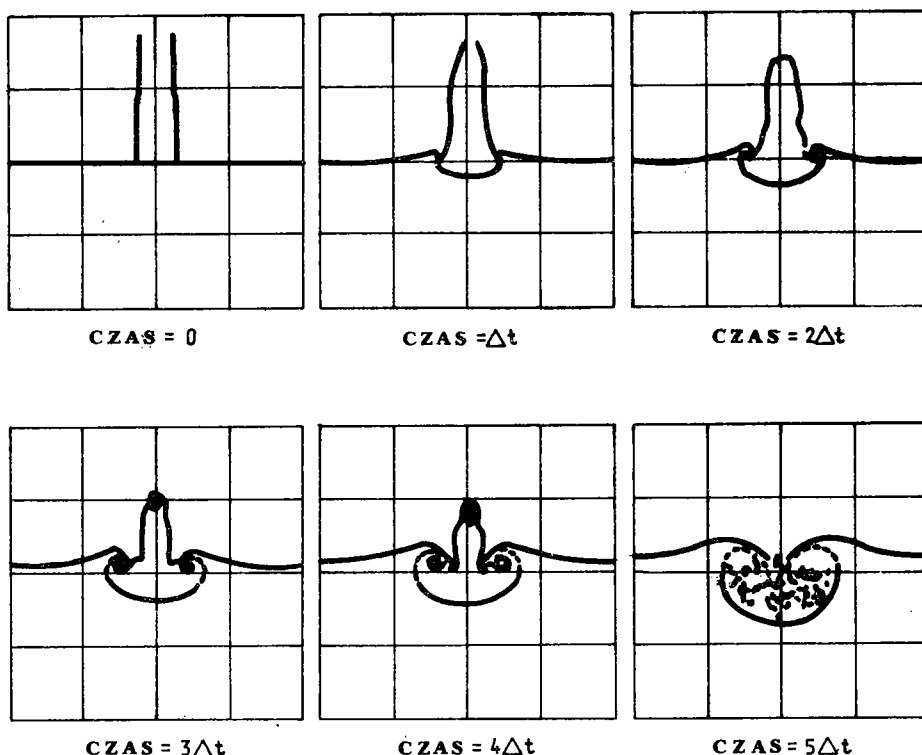
Podobnym do uwięzienia oddziaływaniem jest porywanie (entrainment) chłodziwa przez paliwo [1]. Ten powierzchniowy efekt występuje przy odkształceniach powierzchni poruszającej się w chłodziwie masy paliwa na skutek niestabilności Rayleigha-Taylora. Zaburzenia powierzchniowe prowadzą w licznych punktach powierzchni rozdziału cieczy do zamknięcia małych ilości chłodziwa w paliwie i w konsekwencji do małych eksplozji typu "entrapment", zachodzących blisko tej powierzchni.

Warto zaznaczyć, że "entrapment" prowadzi bezpośrednio do wybuchu tylko w małej skali. Zbyt duża masa uwięzionego chłodziwa nie może zostać w całości odpowiednio przegrzana i niezbędne staje się wymieszanie.

Jeżeli temperatura kontaktu  $T_c$  jest wyższa od temperatury minimalnej wrzenia błonowego chłodziwa  $T_{MIN}$  (co zwykle ma miejsce w początkowym stadium oddziaływania), to na powierzchni paliwa tworzy się błonka pary chłodziwa. Niestabilność tej błony może też prowadzić do rozbicia objętości paliwa. Przy wrzeniu błonowym blisko  $T_{MIN}$  obserwuje się chwilowy kontakt pomiędzy cieczą wrzącą a gorącą ścianką, zachodzący przy odrywaniu się od błonki pęcherzy pary, przy czym częstość tego kontaktu rośnie ze spadkiem temperatury [19, 20]. W rozpatrywanej sytuacji prowadzi to do uderzenia strugi chłodziwa w powierzchnię ciekłego paliwa i do penetracji tej strugi w głąb. Komputerową symulację takiej penetracji według [1] pokazano na rys.6. Wynikiem tego efektu może być zarówno uderzeniowe oderwanie kropeł paliwa jak i zamknięcie pewnej masy chłodziwa, a więc w konsekwencji eksplozja typu "entrapment".

Przedstawione zjawiska prowadzą nie tylko do rozbicia paliwa na małe cząstki, lecz także do rozproszenia tych cząstek w objętości chłodziwa. Wymieszaniu sprzyja również intensywna konwekcja, nieuchronnie zachodząca przy kontakcie cieczy o tak różnych temperaturach.

Można powiedzieć, że w sekwencji zdarzeń prowadzących do eksplozji cieplnej stadium wstępnego mieszania (premixing) jest



Rys.6. Komputerowa symulacja penetracji strugi chłodziwa po uderzeniu w powierzchnię paliwa wg [1]

jakościowo opisane - głównie dzięki badaniom eksperymentalnym. Trzeba jednak stwierdzić dwa fakty:

a. Nie jest znana metoda przewidzenia wielkości cząstek paliwa rozproszonych w chłodziwie w wyniku tego procesu. Wielkość ta jest ważna przy badaniu stabilności wrzenia błonowego chłodziwa na kropłach paliwa (por. rozdział 4).

b. Nie jest znana metoda przewidzenia czasu trwania mieszania wstępnego. Na ogół w warunkach eksperymentalnych cały proces prowadzący do eksplozji trwa kilka milisekund; obserwowane są jednak czasy znacznie dłuższe. Przy badaniu pojedynczej eksplozji typu "entrapment" uzyskano czasy od 1 ms do 1 s; znany jest także przypadek eksplozji w dużej skali w 17 min. po pierwszym kontakcie roztopionej stali z wodą [16]. Można sądzić, że właśnie proces mieszania ma największy wpływ na to zróżnicowanie. Zbyt długie jego trwanie może jednak

uniemożliwić eksplozję, bowiem podczas mieszania zachodzi transport ciepła od paliwa do chłodziwa, mimo że jest on stosunkowo mały dzięki izolującemu działaniu błony pary chłodziwa na powierzchni paliwa (vapour blanketing).

Trzeba stwierdzić, że wpływ czasu trwania i prędkości mieszania na przebieg eksplozji nie jest do końca zrozumiały. Nie znalazł np. wyjaśnienia następujący fakt eksperymentalny: przy wlewaniu roztopionego ołowiu do wody stwierdzono, że siła eksplozji rośnie, gdy prędkość wejściowa paliwa maleje [17].

#### 4. ROLA WRZENIA BŁONOWEGO

Dla wybuchowego przebiegu MFCI wymagane jest gwałtowne odparowanie chłodziwa w całej objętości mieszaniny lub przynajmniej w znacznej jej części. Stanie się to niemożliwe, jeśli paliwo odda zbyt dużo energii cieplnej do chłodziwa w procesie mieszania. Strat tych można uniknąć jedynie wówczas, gdy na powierzchni rozdziału cieczy będzie istnieć izolująca cieplnie warstwa par chłodziwa. Stabilne wrzenie błonowe zachodzące przez cały czas wstępnego mieszania - potwierdzone eksperymentalnie - jest powszechnie uważane za konieczny warunek eksplozji. Można zatem - niezależnie od nierówności (2) - sformułować warunek

$$T_c > T_{\text{MIN}} \quad (3)$$

przez cały czas wstępnego mieszania.

Z drugiej strony przyjmuje się, że prawie jednoczesne zalamanie się wrzenia błonowego na rozproszonych w chłodziwie kroplach paliwa i związany z tym gwałtowny wzrost strumienia ciepła tworzą zasadniczy mechanizm wybuchowego odparowania dużej masy chłodziwa. Widać zatem, że określenie warunków zaniku wrzenia błonowego w zgrubnej mieszaninie ma zasadnicze znaczenie dla opisu eksplozji cieplnej. Bardzo szybki przebieg procesu znacznie utrudnia jego badania eksperymentalne.

Częściowy lub całkowity zanik błony pary chłodziwa na kroplach zgrubnej mieszaniny może wynikać ze spadku temperatury paliwa lub być skutkiem oddziaływań ciśnieniowych. Ta

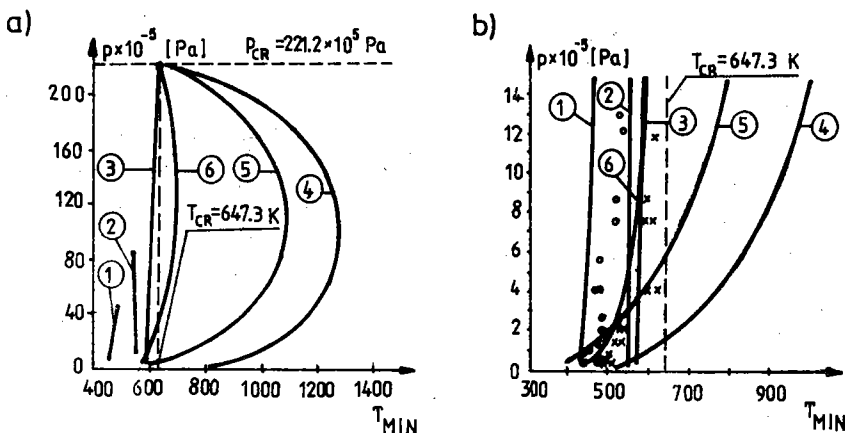
ostatnia ewentualność zasługuje na szczególną uwagę, gdyż zdaniem wielu badaczy impuls ciśnieniowy bądź fala uderzeniowa zapewniają synchronizację załamania się wrzenia błonowego w dużej objętości, co jest niezbędnym warunkiem pełnoskalowej eksplozji cieplnej.

Kryzysy wrzenia zajmują od dawna poczesne miejsce w badaniach wymiany ciepła. Przegląd modeli, stosowanych obecnie do wyznaczenia minimalnej temperatury wrzenia błonowego, można znaleźć w pracy [21]. Zagadnienie wrzenia błonowego rozpatrywane jest w pracach [3, 5, 14, 15, 19 - 28]. Z opublikowanych rezultatów wynika, że  $T_{MIN}$  jest funkcją własności cieplnych cieczy wrzącej oraz takich parametrów, jak: ciśnienie, niedogrzanie cieczy do temperatury nasycenia (nazywane często przechłodzeniem cieczy), rodzaj powierzchni grzejnej (własności cieplne i fizykochemiczne, chropowatość), geometria tej powierzchni, prędkość przepływu. Uzyskane wyniki ilościowe są niestety bardzo rozbieżne. Te sprzeczności dobrze ilustruje rys.7, przytoczony za [21]. Niezależnie od znaczących różnic ilościowych pomiędzy wynikami poszczególnych modeli zwraca uwagę możliwość zaniku wrzenia błonowego (a więc kontaktu powierzchni grzejnej bezpośrednio z cieczą) powyżej temperatury krytycznej, co jest niezgodne z fizyką zjawiska. Na istnienie podobnych niezgodności wskazano także w pracy [23]. Zbadano tam cztery przykładowe modele, stosowane do opisu wzrostu i załamania się filmu parowego podczas MFCI. Stwierdzono, że żaden z tych modeli nie przewiduje prawidłowo kierunku zmian  $T_{MIN}$  przy zmianach przechłodzenia cieczy i temperatury początkowej paliwa. Wobec powyższego wydaje się uzasadnione rozpatrywanie tylko tych wyników, które mają potwierdzenie w badaniach eksperymentalnych. Poniżej przedstawiono kilka interesujących z punktu widzenia MFCI wniosków, wynikających z takiej analizy.

### 1. Wpływ ciśnienia

Jak widać z rys.7, w zakresie do  $p$  rzędu kilkudziesięciu barów wzrost ciśnienia pociąga za sobą wzrost  $T_{MIN}$ . Wzrost ten jest szybszy przy małych ciśnieniach, przy czym prędkość wzrostu silnie zależy od materiału powierzchni grzejnej. Można

z tego wnioskować, że odpowiednio wysokie ciśnienie w układzie podczas mieszania wstępnego sprzyja w pewnych warunkach wcześ-



Rys.7.a) wpływ ciśnienia na wartość minimalnej temperatury wrzenia błonowego dla wody nasyconej na powierzchni izotermicznej wg [21]: 1 - model termodynamiczny K.J. Baumeistera i F.F. Simona, 2 - model termodynamiczny P. Spieglera, 3 - nukleacja homogeniczna, 4 - model hydrodynamiczny R.E. Henry'ego, 5 - model hydrodynamiczny P.J. Berensona, 6 - model dyssypacyjny M. Ponniewskiego; b) porównanie wyników przedstawionych na rys.1a z rezultatami eksperymentów Yao i Henry'ego wg [21]: o - powierzchnia grzejna ze złoconej miedzi, x - powierzchnia grzejna ze stali nierdzewnej

niejszemu załamaniu się wrzenia błonowego. Konsekwencją tego może być spokojny przebieg MFCEI, gdyż intensywne wymiana ciepła i - co za tym idzie - szybkie odparowanie chłodziwa rozpoczną się, gdy powierzchnia wymiany ciepła nie będzie rozwinięta na tyle, aby zapewnić odparowanie w całej masie chłodziwa jednocześnie.

## 2. Oddziaływanie impulsu ciśnieniowego

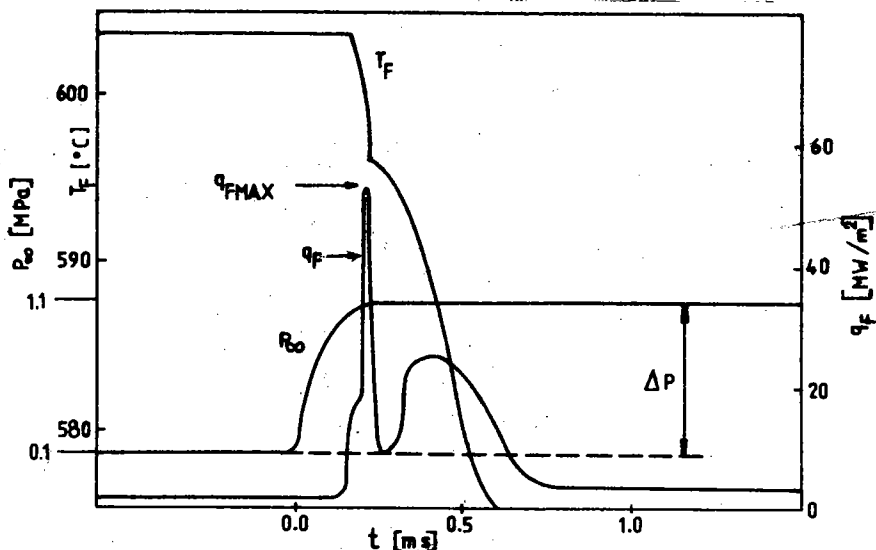
Impuls ciśnieniowy bądź fala uderzeniowa mogą być np. skutkiem eksplozji typu "entrapment". Doświadczalnie stwierdzono [27, 28], że fala uderzeniowa, przechodząca przez wodę z zanurzoną w niej platynową taśmą grzejną, może powodować bezpośredni kontakt pomiędzy cieczą i grzejnikiem (przed przejściem fali na grzejniku ma miejsce wrzenie błonowe). Pociąga to za sobą gwałtowny wzrost strumienia ciepła od grzejnika do



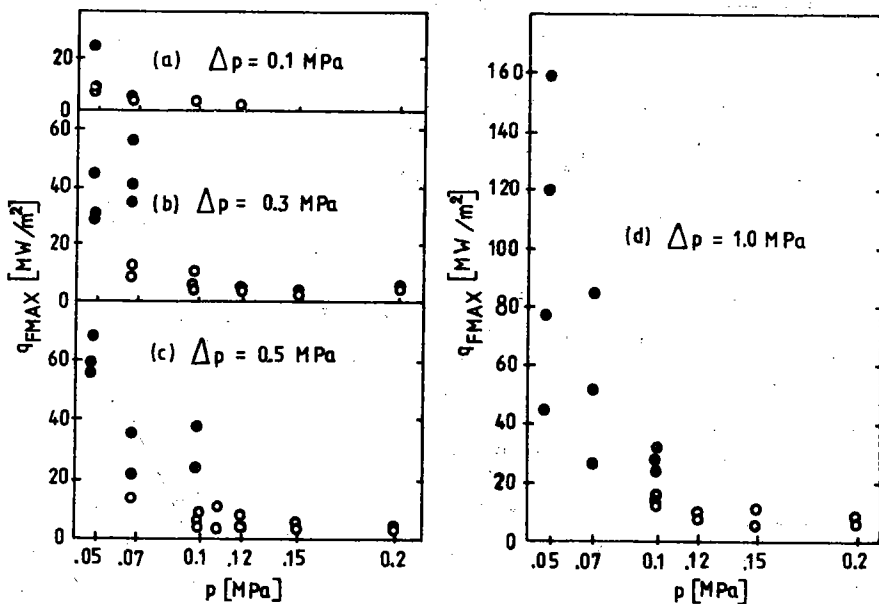
wody. Na rys.8 pokazano za [28] typową zmianę w czasie ciśnienia, strumienia ciepła i temperatury grzejnika. Z kolei rys.9 pokazuje zależność maksymalnego strumienia ciepła od początkowego ciśnienia dla różnych wartości skoku ciśnienia w tym samym eksperymencie.

Jak widać z rys.8, w omawianym eksperymencie nie osiągnięto trwałego załamania wrzenia błonowego. Było to zresztą raczej niemożliwe, gdyż temperatura grzejnika znacznie przewyższała cały czas temperaturę krytyczną wody. Nie jest to zatem dokładnie takie zjawisko, które mogłoby być odpowiedzialne za gwałtowny wzrost strumienia ciepła i objętościowe odparowanie chłodziwa. W modelowaniu MFCI przyjmuje się na ogół, że warunkiem eksplozji jest trwały zanik błony parowej. Tym niemniej pokazane rezultaty pozwalają stwierdzić, że synchronizujące oddziaływanie impulsu ciśnieniowego jest całkiem realne. Po przejściu fali następuje wzrost ciśnienia i spadek temperatury grzejnika (w przypadku MFCI - kropli paliwa). Możliwa jest więc taka sytuacja, że stabilne przed przejściem fali wrzenie błonowe nie będzie mogło zaistnieć w warunkach po przejściu fali. Zatem przejście fali uderzeniowej przez zgrubną mieszaninę o temperaturze kontaktu odpowiednio bliskiej  $T_{MIN}$  może istotnie powodować prawie równoczesny zanik błony parowej w dużej objętości (triggering). Aby taki efekt zaistniał, po skoku ciśnienia musi być  $T_c \leq T_{MIN}$  (uwzględniając oczywiście zmianę przepływu po przejściu fali). Wydaje się zatem, że o niezbędnej dla wywołania eksplozji wartości  $\Delta p$  decydują: różnica temperatury grzejnika (kropli paliwa) przed i po przejściu fali oraz  $T_{MIN}$  po przejściu fali. Niestety, zarówno eksperymenty, jak i opublikowanie analizy teoretycznej [3, 28] zadowolają się tylko mniej lub bardziej przybliżonym wyznaczeniem  $\Delta p$  koniecznej dla chwilowego kontaktu ciecz-grzejnik.

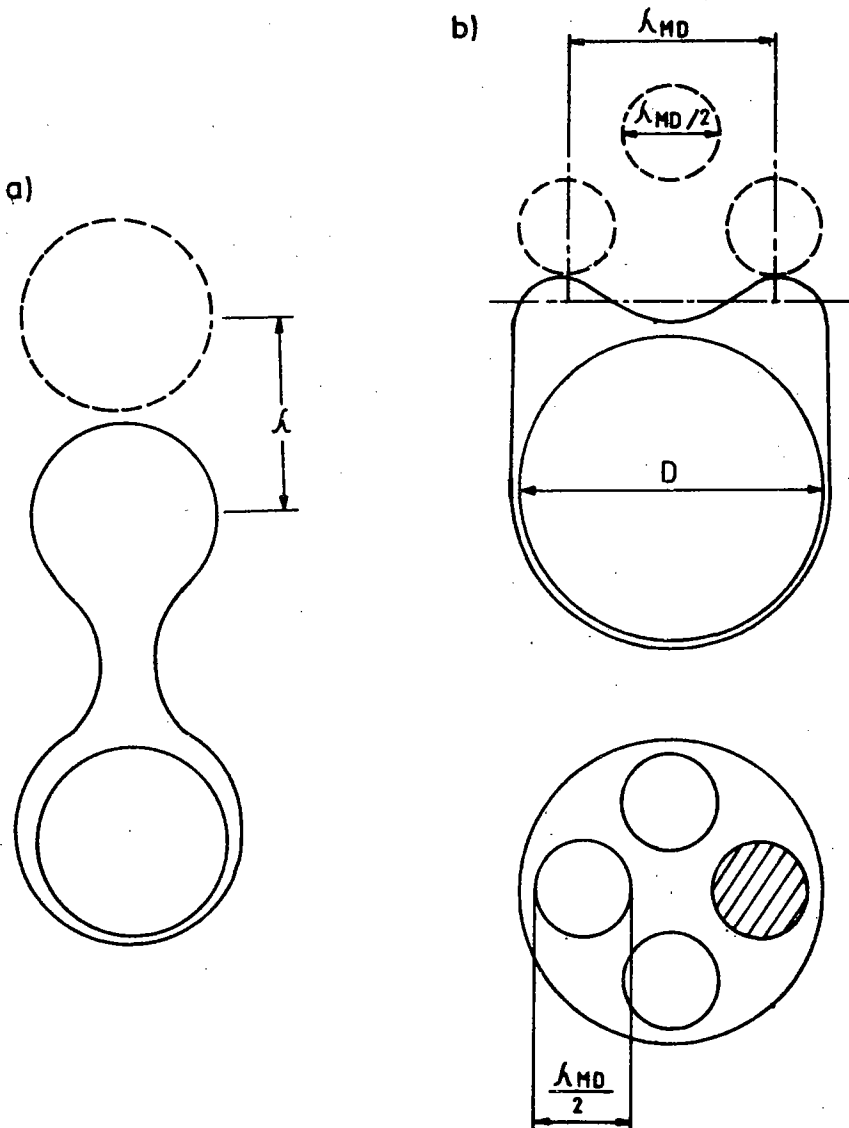
Na podstawie rys.9 stwierdzono, że wraz ze wzrostem ciśnienia w układzie rośnie "odporność" błony parowej na impuls ciśnieniowy [28]. Obserwacja ta jest w zgodzie z różnymi wynikami teoretycznymi [3, 28]. W [28] przedstawiono w oparciu o tę zależność sugestie, że wysokie ciśnienie w układzie może uniemożliwić eksplozję. Sugestia ta - wraz z wnioskami poprzed-



Rys.8. Wpływ destabilizacji wrzenia błonowego przez falę uderzeniową na wymianę ciepła - wyniki eksperymentalne wg [28]



Rys.9. Maksymalny strumień ciepła podczas przejścia impulsu ciśnieniowego  $q_{fMAX}$  (por. rys.8) w funkcji ciśnienia panującego w układzie przed zaburzeniem dla różnych wartości impulsu  $\Delta p$  wg [28]. Tylko w punktach oznaczonych • nastąpił zanik wrzenia błonowego



Rys.10. Odrywanie się pęcherzy pary przy wrzeniu błonowym na powierzchni kulistej wg [19]: a) małe kulki, odrywają się pojedynczo pęcherze, b) duże kulki, może powstać kilka pęcherzy jednocześnie,  $\lambda_{MD} = \sqrt{3} \lambda_{CR}$  - por. wzór (4)

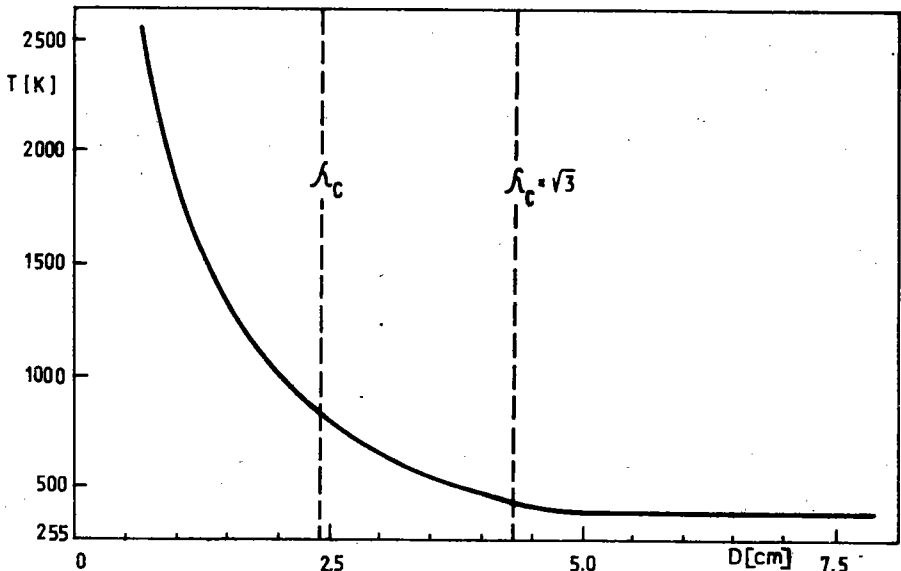
niego punktu - może być użyteczna przy analizie eksplozji w wodnych reaktorach ciśnieniowych (por. także [3]).

### 3. Wpływ wielkości kropeł paliwa

Zarówno z rozważań teoretycznych, jak i z rezultatów eksperymentalnych wynika, że wielkość kropli ma duży wpływ na stabilność zachodzącego na niej wrzenia błonowego [8, 13, 15, 19, 20, 22]. Według analiz teoretycznych wrzenia na powierzchni kulistej istnieje pewna krytyczna średnica, rozdzielająca różne mechanizmy usuwania pary z filmu. Wartość tej średnicy jest ściśle związana z długością krytycznej fali powierzchniowej  $\lambda_{CR}$  na powierzchni międzyfazowej.  $\lambda_{CR}$  jest największą długością fali (zaburzenia typu Taylora) nie destabilizującą tej powierzchni. Według [19, 20, 29]:

$$\lambda_{CR} = 2\pi \left[ \frac{\sigma_{CL}}{g(\rho_{OL} - \rho_V)} \right]^{1/2} \quad (4)$$

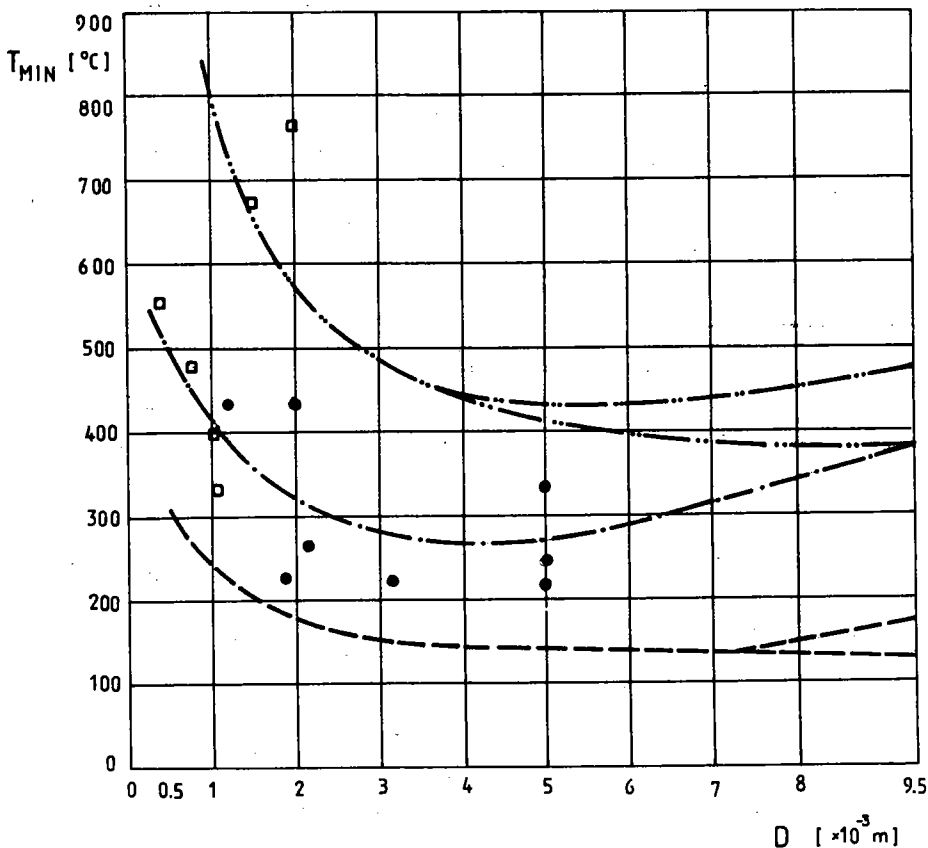
Na rys.10 przedstawiono poglądowo różnice w mechanizmach odrywania się pęcherzy pary od błony parowej dla małych i dużych



Rys.11. Minimalna temperatura wrzenia błonowego na powierzchni kulistej w funkcji średnicy wg [19]. Obliczenia dla wrzenia sodu na kuli  $UO_2$ .

kul według [19]. Określenie "mała" dotyczy  $d \leq \lambda_{CR}$ , zaś "duża" -  $d \geq \sqrt{3} \lambda_{CR}$ . Dla  $\lambda_{CR} < d < \sqrt{3} \lambda_{CR}$  stosuje się odpowiednią kombinację tych przypadków.

Uwzględniając te różnice określono w [19] zależność minimalnej temperatury wrzenia błonowego od średnicy kuli, przedstawioną przykładowo na rys.11. Na rys.12 pokazano za [22] wyniki pomiarów, porównane z różnymi rezultatami teoretycznymi. Aczkolwiek można mieć zastrzeżenia co do zgodności ilościowej,



Rys.12. Minimalna temperatura wrzenia błonowego w funkcji średnicy wg [22]: • - przykładowe wyniki pomiarów dla kuli, □ - przykładowe wyniki pomiarów dla torusa —•— krzywa eksperymentalna, — — — model Gunnersona i Cronenberga - por. rys.11, —•— zmodyfikowany model Frederkinga i Clarka. W wyniku modeli teoretycznych górne i dolne krzywe odnoszą się odpowiednio do przypadków pełnej zwilżalności i braku zwilżenia kulki przez ciecz przy chwilowym kontakcie

nie ulega wątpliwości zasadniczy wniosek jakościowy: poniżej  $d = \lambda_{CR}$  wraz ze spadkiem średnicy  $T_{MIN}$  znacząco wzrasta.

Jak wspomniano w rozdziale 3, nie istnieje teoria pozwalająca określić rozmiar kropeł paliwa w zgrubnej mieszaninie. Wnioski z rys.11 i 12 sugerują pewne ograniczenia wielkości tych kropeł w procesie prowadzącym do eksplozji:

a. Krople nie mogą być za duże ( $d > \lambda_{CR}$ ), gdyż załamanie wrzenia błonowego byłoby wówczas możliwe dopiero przy stosunkowo niskiej temperaturze, a zatem energia cieplna do wykorzystania na wybuchowe odparowanie byłaby niewielka.

b. Krople muszą być na tyle duże, aby wrzenie błonowe utrzymało się na nich przez cały czas mieszania.

c. Znaczna część paliwa musi występować w zgrubnej mieszaninie w postaci kropeł o porównywalnych średnicach. Zbyt duży rozrzut średnic spowoduje stopniowy zanik błony parowej na kolejnych frakcjach, co uniemożliwi eksplozję.

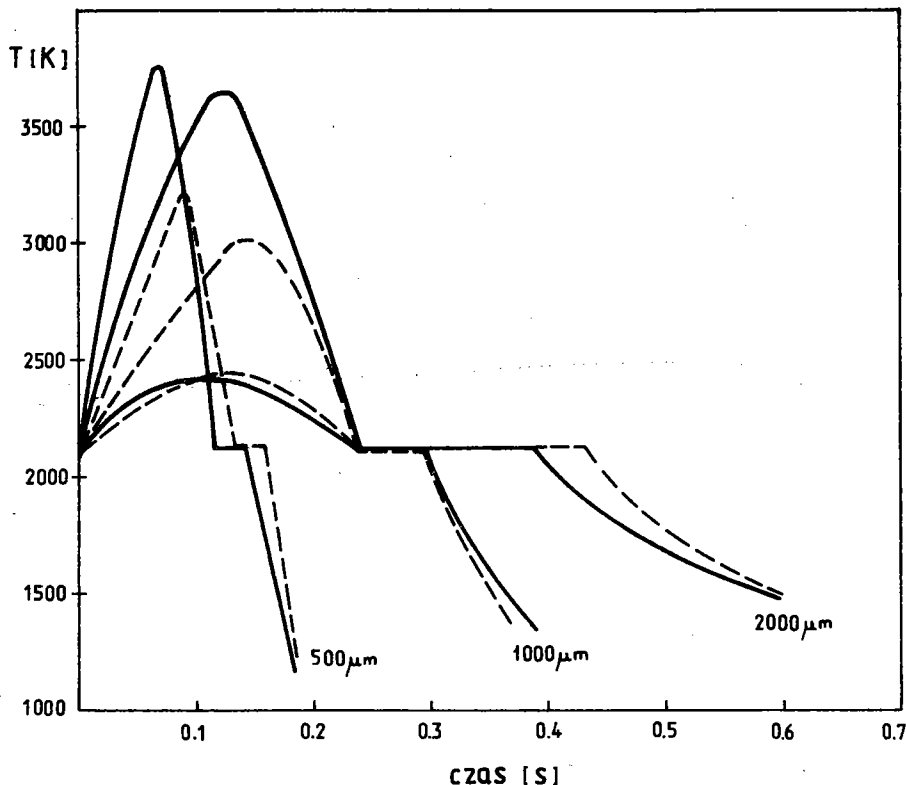
Problem ten nie znajduje odbicia w opublikowanych badaniach.

#### 4. Wpływ niektórych innych czynników

Przechłodzenie cieczy zwiększa minimalną temperaturę wrzenia błonowego [14, 19, 20, 22]. Zależność ta, potwierdzona doświadczalnie, jest praktycznie liniowa. Przechłodzenie wpływa zatem na możliwość eksplozji podobnie, jak wzrost ciśnienia chłodziwa.

Jakościowo nowe efekty mają miejsce wówczas, gdy możliwa jest reakcja chemiczna pomiędzy paliwem a chłodziwem. Na rys.13 pokazano za [26] obliczoną zmianę w czasie temperatury kulki cyrkonowej przy wrzeniu błonowym wody na jej powierzchni. Dla  $t = 0$  kulka jest w stanie ciekłym blisko temperatury topnienia (podczas odpowiedniego eksperymentu kulka była topiona w wodzie za pomocą prądu o dużym natężeniu). Następuje dysocjacja  $H_2O$  w filmie parowym i intensywne utlenianie Zr.

Efekt cieplny tej reakcji jest tak duży, że w początkowym okresie temperatura kulki rośnie. Oczywiście zajście takiej

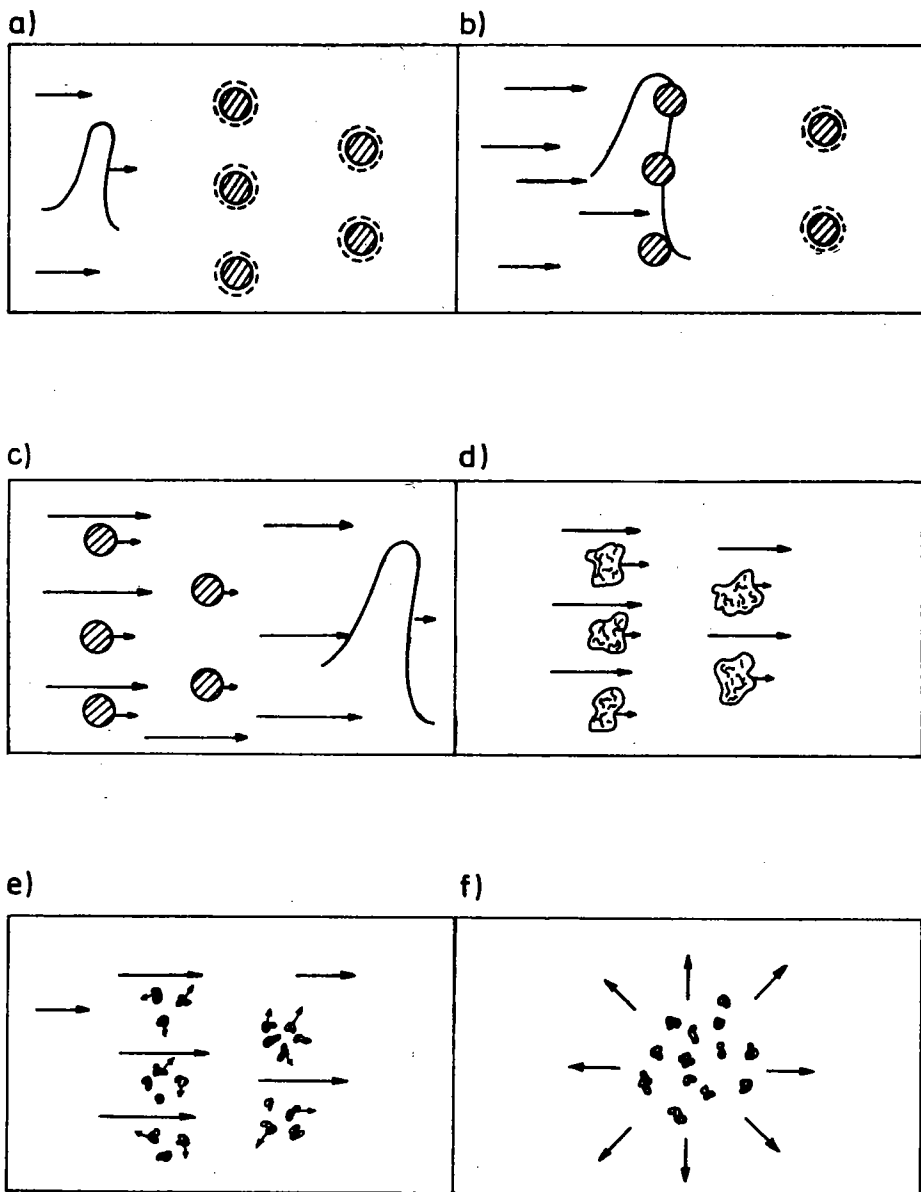


Rys.13. Zmiana w czasie temperatury kulki cyrkonowej przy wrzeniu błonowym na jej powierzchni dla różnych średnic kulki: — woda o temperaturze  $100^\circ\text{C}$ , --- woda o temperaturze  $20^\circ\text{C}$

reakcji podczas MFCI mogłoby znacząco wpłynąć na siłę ewentualnej eksplozji.

## 5. MODEL DETONACYJNY

W drugiej połowie lat siedemdziesiątych Hall i Board zaproponowali opis propagacji eksplozji cieplnej w oparciu o założenie, że eksplozja cieplna w dużej skali ma strukturę podobną do spalania detonacyjnego. Klasyką pozycją



Rys.14. Sekwencja zdarzeń prowadząca do eksplozji cieplnej wg [19]



jest tu praca [7]. Chociaż wspólne prace Halla i Boarda dotyczyły przede wszystkim zagadnień związanych ze strukturą fali uderzeniowej, wielu badaczy używa określenia: Model Detonacyjny (czasami: model Halla) do opisu całej sekwencji zdarzeń prowadzącej do eksplozji cieplnej, jeżeli załamanie wrzenia błonowego wywołane jest falą uderzeniową [8, 13, 19]. Taką sekwencję przedstawia rys.14. Pokazano na nim za [19] kolejne stany objętości kontrolnej mieszaniny:

a. Objętość wypełniona jest zgrubną mieszaniną paliwa i chłodziwa. Na kroplach paliwa ma miejsce wrzenie błonowe. W obszar wchodzi fala uderzeniowa (np. wygenerowana przez eksplozję typu "entrapment").

b. Przechodzenie fali uderzeniowej powoduje zanik błonki parowej na kroplach paliwa i gwałtowny wzrost wymiany ciepła.

c. Następuje znaczne zróżnicowanie prędkości przepływu lekkiego chłodziwa i ciężkich kropel paliwa,

d. Zróżnicowanie prędkości powoduje niestabilność kropel paliwa.

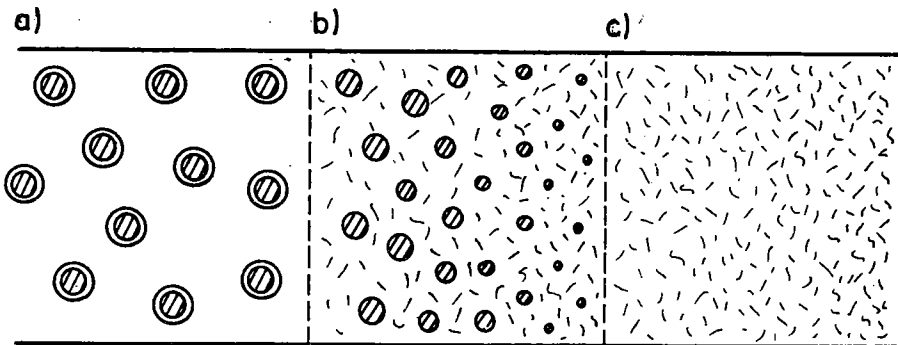
e. Następuje rozdrobnienie (fine fragmentation) kropel, wymieszanie małych cząstek paliwa z chłodziwem i dalszy, gwałtowny wzrost wymiany ciepła.

f. Gwałtowne odparowanie chłodziwa powoduje eksplozję. Punkty c, d, e odpowiadają tzw. hydrodynamicznemu mechanizmowi rozdrobnienia [8, 13, 15]. Istnieją też inne hipotezy na ten temat. Zagadnienie to będzie szerzej omówione w następnym rozdziale.

Na rys.15 przedstawiono za [8] zmianę stanu mieszaniny wzdłuż kanału przy przejściu fali uderzeniowej. W obszarze a, przed falą uderzeniową znajduje się zgrubna mieszanina. W obszarze b, zwanym strefą reakcji (za czołem fali), zachodzą zjawiska prowadzące do rozdrobnienia paliwa, połączone niekiedy z początkiem odparowania chłodziwa. Obszar c nazywany jest strefą ekspansji.

Trzeba zaznaczyć, że - niezależnie od dyskusji dotyczącej roli i struktury fali uderzeniowej - sekwencja zdarzeń łączona z modelem Halla przyjmowana jest przez większość badaczy. Uważa się, że w ciągu zjawisk prowadzących do eksplozji zasadniczą rolę odgrywają kolejno: wstępne mieszanie, załamanie się

wrzenia błonowego, rozdrobnienie paliwa, ekspansja par chłodziwa [1, 2, 12, 13, 19].



Rys.15. Stan mieszaniny podczas przejścia fali detonacyjnej wg [8]

Dla jasności dalszych rozważań przypomniano poniżej pewne podstawowe wyniki gazodynamiki spalania [30, 31].

Oznaczamy indeksami 1 i 2 wielkości odpowiednio przed i za powierzchnią nieciągłości (może to być fala uderzeniowa lub ośroł płomienia w spalaniu deflagracyjnym). Dla normalnej nieciągłości (bez spalania) zasada zachowania energii prowadzi przy założeniu adiabatyczności do zależności

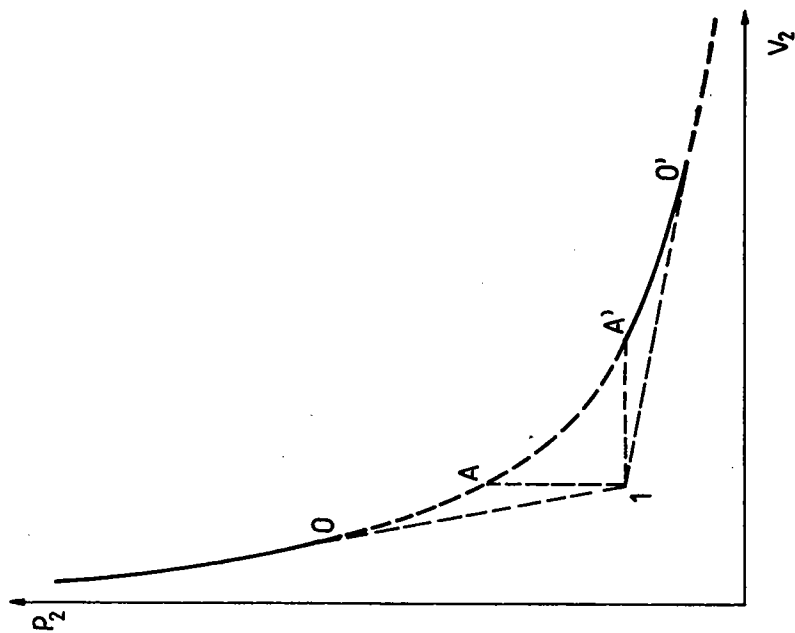
$$\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \frac{1}{2} (v_1 - v_2)(p_1 - p_2) = 0 \quad (5)$$

Z zasad zachowania masy i pędu otrzymuje się

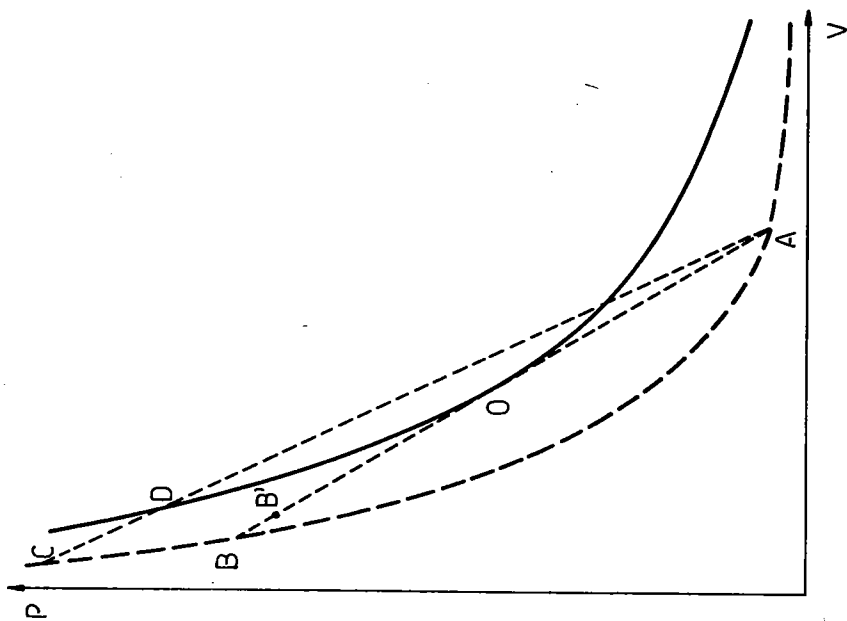
$$j^2 = \rho_1^2 w_1^2 = \rho_2^2 w_2^2 = \frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2} \quad (6)$$

gdzie  $w_1, w_2$  oznaczają odpowiednie prędkości czynnika względem powierzchni nieciągłości (rozpatrujemy zagadnienie jednowymiarowe, zatem prędkość ma wyłącznie składową normalną do tej powierzchni).

Na rys.16 zależność (5) przedstawia adiabatę Hugoniota (linia krzywa przerywana). Na adiabatcie tej leżą zarówno stany przed, jak i za falą (odpowiednio punkty A i B lub C). Łącząca te punkty linia prosta jest graficznym obrazem wzoru (6). Nachylenie tej prostej umożliwia wyznaczenie prędkości



Rys.17. Możliwe stany końcowe na adiabatce detonacyjnej



Rys.16. Adiabatka Hugoniota oraz adiabatka detonacyjna

czynnika względem powierzchni nieciągłości. Można wykazać, że z kolei nachylenie stycznej do adiabaty wyznacza prędkość dźwięku. Te własności wzorów (5) i (6) prowadzą do znanych z aerodynamiki nierówności:

$$w_1 > a_1, \quad w_2 < a_2, \quad w_1 > w_2 \quad (7)$$

Nie jest możliwy stan końcowy, w którym  $w_2 = a_2$ . Można też wykazać, że fizyczny sens ma tylko część adiabaty położona powyżej punktu A (nieciągłość zgęszczeniowa).

Sytuacja zmienia się zasadniczo, jeżeli w bilansie energii wystąpi ciepło (np. wydzielone przy spalaniu). Stany końcowe (za powierzchnią nieciągłości) i stany początkowe (przed tą powierzchnią) nie leżą wówczas na jednej adiabatcie. Miejsce geometryczne stanów końcowych - linia ciągła na rys.16 - nazywane bywa adiabatą detonacyjną lub krzywą Rankina-Hugoniota.

Na rys.17 pokazano na adiabatcie detonacyjnej wszystkie teoretycznie możliwe stany końcowe. Tylko część z nich realizuje się fizycznie. W teorii spalania wykazuje się, że możliwe są jedynie stany między punktami  $A'$  i  $O'$  (spalanie deflagacyjne) oraz w punkcie  $O$  i powyżej (detonacja). Zwraca uwagę fakt, że - w przeciwieństwie do adiabatycznej fali uderzeniowej - na adiabatcie detonacyjnej możliwy jest taki stan końcowy, w którym prędkość czynnika za falą względem tej fali jest równa prędkości dźwięku. Równość  $w_2 = a_2$  zachodzi w punktach  $O$  i  $O'$ . Związane z tymi punktami graniczne detonacje i deflagacje nazywane są odpowiednio detonacją i deflagacją Chapmana-Jougeta.

Mechanizm fizyczny detonacji i deflagacji jest zasadniczo inny. Charakteryzując pokrótce tę różnicę można powiedzieć, że o ile przy detonacji reakcja spalania inicjowana jest na skutek wzrostu temperatury na fali uderzeniowej i jednocześnie wydzielając ciepło falę tę podtrzymuje, to przy deflagacji spalanie spowodowane jest przez wzrost temperatury związany z transportem ciepła przez przewodzenie. Ponadto prędkość przemieszczania się fali deflagacyjnej względem czynnika przed falą jest - w przeciwieństwie do detonacji - mniejsza od prędkości dźwięku.

Zgodnie z hipotezą Halla i Boarda mechanizm propagacji eksplozji cieplnej w dużej skali jest podobny do detonacji. Fala uderzeniowa, przechodząc przez mieszaninę gorącego paliwa i chłodziwa, powoduje załamanie się wrzenia błonowego i - co za tym idzie - gwałtowny wzrost strumienia ciepła przekazywanego do chłodziwa. Ten wzrost strumienia ciepła może być formalnie uważany za analog ciepła spalania. Nie ma natomiast w MFCI zjawiska odpowiadającego deflagracji. Wzrost temperatury związany z przewodzeniem oraz spadek ciśnienia na poddźwiękowej fali deflagracyjnej nie spowodują załamania się filmu parowego, wręcz przeciwnie - uczynią wrzenia błonowe bardziej stabilnym.

Prześledźmy za [31] przebieg zmian stanu substancji wzdłuż warstwy o skończonej szerokości, jaką w rzeczywistości jest fala detonacyjna. Czoło fali detonacyjnej jest normalną falą uderzeniową w czynniku "1". Substancja poddana jest w niej ścisłaniu i nagrzewaniu, przechodząc od stanu A do stanu C (rys.16) na adiabadzie uderzeniowej czynnika "1". W zagęszczonym czynniku zaczyna się reakcja chemiczna, w miarę postępowania której stan czynnika przedstawiony jest punktem poruszającym się po cięciwie CA aż do osiągnięcia punktu D. Jeżeli D leży powyżej O, to  $w_2 < a_2$ , zatem powstające za falą zaburzenia rozrzedzeniowe poruszające się względem substancji z prędkością dźwięku będą tę falę doganiać i osłabiać aż do osiągnięcia przez stan końcowy punktu O. Widać, że stacjonarna fala detonacyjna odpowiada punktowi C-J, a zatem jej prędkość propagacji względem czynnika 2 jest równa prędkości dźwięku, zaś względem czynnika 1 - najmniejsza z możliwych.

Według MD stacjonarna detonacja jest mechanizmem propagacji pełnoskalowej eksplozji cieplnej. Na rys.18 pokazano za [7] przebieg zdarzeń przy przejściu fali uderzeniowej (por. także rys.15 i 16):

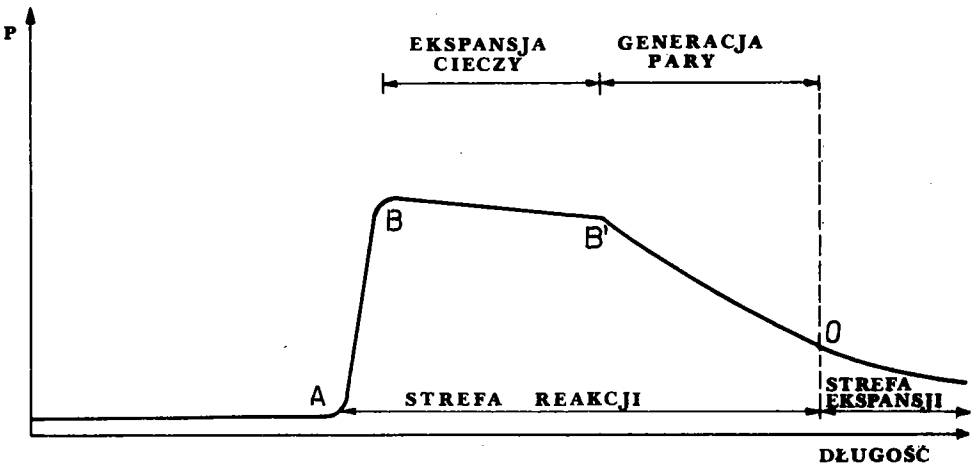
a. W rozważanym układzie znajduje się zgrubna mieszanina paliwa i chłodziwa. Zakłada się, że ciśnienie  $p_A$  jest małe w porównaniu z ciśnieniem w późniejszych stadiach. Objętość paliwa  $F$  nie zmienia się znacząco przez cały czas procesu. Objętość pary wynosi  $\Delta V_A$ , chłodziwa -  $V_A^{CL}$ .

$$V_A = V_A^{CL} + \Delta V_A + F \quad (8)$$

b. Po przejściu fali układ jest w stanie B. Zakłada się, że cała para skondensowała, a ciecz nie zmniejszyła znacząco swej objętości. Temperatura powierzchni styku paliwa z chłodziwem osiąga wartość temperatury kontaktu  $T_c$ . Ciśnienie przewyższa wartość ciśnienia nasycenia

$$p > p_S(T_c) \quad (9)$$

Rozpoczyna się okres ekspansji ciekłego chłodziwa.



Rys.18. Zmiany ciśnienia wzdłuż kanału przy przejściu stacjonarnej detonacji wg [7]

c. W stanie B' ciśnienie osiąga wartość ciśnienia nasycenia i rozpoczyna się generacja pary

$$p_{B'} = p_S(T_c) \quad (10)$$

Objętość ciekłego chłodziwa wzrosła do  $V_{B'}^{CL}$ . Od przejścia czoła fali uderzeniowej upłynął czas  $\tau$  i przekazane ciepło może być oszacowane jako

$$Q_{CL} = \frac{(T_c - T_A)}{2} \lambda_{CL}^A \sqrt{\frac{\tau}{\pi \alpha_{CL}}} \quad (11)$$

zaś zmiana objętości ciekłego chłodziwa:

$$V_{B'}^{CL} - V_B^{CL} = \beta_{CL} \frac{Q_{CL}}{c_{CL}} \quad (12)$$

d. Rozpoczęty w stanie B' wzrost błony parowej na kropkach paliwa trwa aż do stanu O (punktu Chapmana-Jougeta). Punkt ten przemieszcza się względem czynnika z prędkością dźwięku. Gdy ekspansja cieczy jest do pominięcia, w punkcie C-J ustaje generacja pary, zaś objętość i ciśnienie spełniają w przybliżeniu zależności

$$2 \Delta V_O \sim \Delta V_A; \quad p_{B'} \sim 2 p_O \quad (13)$$

e. Zakłada się, że w punkcie O rozdrobnienie paliwa jest zakończone. Obszar ograniczony czołem fali i płaszczyzną C-J - strefa reakcji - przemieszcza się stacjonarnie przez czynnik. Spadkowi ciśnienia po jego przejściu towarzyszy dalsza generacja pary (strefa ekspansji).

Rozpatrując Model Detonacyjny J. L e e postawił dwa zasadnicze pytania [1]:

a. Czy czasy charakterystyczne załamania się wrzenia błonowego, transportu ciepła i odparowania są wystarczająco krótkie, aby podtrzymać falę uderzeniową?

b. Czy impuls ciśnieniowy narasta podczas drogi przez zgrubną mieszaninę, czy też potrzebna jest od początku silna fala uderzeniowa? Zagadnienie to jest o tyle ważne, że wykazanie prawdziwości pierwszej ewentualności wyjaśniałoby występowanie eksplozji w dużej skali, a ich brak w małej (np. Al-H<sub>2</sub>O).

Pełnej odpowiedzi na te pytania do dzisiaj nie znamy. Opis teoretyczny staje się bardzo złożony, gdy uwzględni się zjawiska związane z wielofazowością, jak np. różne prędkości chłodziwa i paliwa. Także dopuszczenie dwu- i trójwymiarowości zjawiska daje nowe jakościowo efekty. Pewną próbę w tym kierunku podjęli już Hall i Board [7], którzy wykazali, że w zagadnieniu dwuwymiarowym przepływ styczny do czoła fali w stre-

nie reakcji może uniemożliwić propagację. Rozwijane ostatnio nieustalone modele detonacji [8, 13] powinny przynieść rozwiązanie przynajmniej części tych kwestii.

Trzeba zaznaczyć, że - wbrew pozorom - większość eksperymentalnych eksplozji nie może być uważana za jednoznaczne potwierdzenie detonacyjnego charakteru eksplozji cieplnej. W warunkach laboratoryjnych otrzymuje się z reguły powtarzalne eksplozje w większej skali tylko przy zastosowaniu doprowadzonego z zewnątrz, silnego impulsu ciśnieniowego [12], co w oczywisty sposób wpływa na przebieg zjawiska. Mało jest także - ze względu na koszty i problemy bezpieczeństwa - eksperymentów w dużej skali. Jednakże MD wydaje się wytyczać najbardziej obiecujące kierunki teoretycznego opisu MFCI.

## 6. ROZDROBNIENIE PALIWA

Powierzchnia wymiany ciepła w zgrubnej mieszaninie nie jest rozwinięta na tyle, aby zapewnić wybuchowe odparowanie chłodziwa. Aby wystąpiła eksplozja cieplna, niezbędne jest dalsze rozdrobnienie (fine fragmentation) paliwa. Doświadczalnie stwierdzono jednoznaczłą prawidłowość: im drobniejsze cząstki paliwa w mieszaninie, tym silniejsza eksplozja [4, 6, 8, 12]. Trzeba jednak dodać, że nawet bardzo duże rozdrobnienie nie musi prowadzić do eksplozji [12].

Eksperymentalne badania rozdrobnienia są dosyć trudne, gdyż jest to proces bardzo szybki i bezpośrednio poprzedzający eksplozję. Czas pomiędzy przejściem czoła fali a wystąpieniem eksplozji w układzie laboratoryjnym nie przekracza milisekundy [8, 12]. Według MD rozdrobnienie jest zakończone na płaszczyźnie C-J, a więc zachodzi praktycznie w czasie potrzebnym na przejście przez czoło fali detonacyjnej drogi równej grubości fali. Do takiego założenia najlepiej pasuje hydrodynamiczny mechanizm rozdrobnienia, według którego rozpad kropeł jest spowodowany różnicą prędkości paliwa i chłodziwa [8, 13, 15, 19].



Badając eksperymentalnie mechanizm hydrodynamiczny stwierdzono, że początek rozdrobnienia wyznacza graniczna wartość liczby Webera:

$$We = \frac{\rho_{CL} W^2 R_D}{\sigma} \quad (14)$$

gdzie  $W$  oznacza różnicę prędkości chłodziwa i paliwa zaś  $R_D$  - początkowy promień kropli paliwa. Granicą rozdrobnienia jest  $We_{CR} = 30$ . W przedziale  $We_{CR} < We < 500$  z powierzchni paliwa odrywają się mniejsze kropelki, które dalej ulegają podziałowi. Dla  $We > 1300$  następuje rozpad od razu na małe fragmenty [15]. Ciekawą obserwacją jest stałość bezwymiarowego czasu rozdrobnienia  $\hat{t}_{FR}$ :

$$\hat{t}_{FR} = \frac{t_{FR} W}{2 R_D} \left( \frac{\rho_{CL}}{\rho_F} \right)^{1/2} = \text{const} \quad (15)$$

Wartość  $\hat{t}_{FR}$  zmienia się od 3,5 do 6,6 w zależności od przyjętego kryterium rozdrobnienia. Według [8] czas pobytu elementu substancji w strefie reakcji jest rzędu kilkuset mikrosekund. Z kolei biorąc  $\rho_{CL}/\rho_F \approx \frac{1}{8}$ ,  $W \approx 100$  m/s,  $R_D \approx 1$  mm (wybrane dane z [8]) otrzymuje się z (15)  $t_{FR} \approx 200$   $\mu$ s. Wiadąc, że jest możliwe rozdrobnienie w strefie reakcji, a więc założenie MD może być spełnione.

Do określenia intensywności wymiany ciepła między paliwem a chłodziwem niezbędna jest znajomość wielkości fragmentów paliwa po rozdrobnieniu oraz udziału masy rozdrobnionej. Jakościowo można stwierdzić, że średnica produktów rozdrobnienia spada ze wzrostem prędkości  $W$  [15]. Rozpatrując nieustalony model detonacyjny [13], wykonano obliczenia dla dwóch wartości średnic: 50  $\mu$ m i 15  $\mu$ m. Ilość rozdrobnionej substancji w jednostce objętości na jednostkę czasu  $\dot{\Gamma}$  obliczona była z empirycznej zależności:

$$\dot{\Gamma} = \frac{DEF}{N_D m_D} N_D m_D \frac{d}{dt} \left( \frac{m_{FR}}{m_F} \right) \quad (16)$$

$$\dot{\Gamma} = N_D C_{FR} W 4\pi R_D^2 \sqrt{\rho_{CL} \rho_F}$$

gdzie  $Q_{CLF}$  oznacza gęstość mieszaniny chłodziwa i rozdrobnionego paliwa, stała rozdrobnienia  $C_{FR} = \frac{1}{6}$  zaś indeks "D" odnosi się do kropli przed rozdrobnieniem. W [8] zależność (16) rozbudowano wprowadzając dodatkową stałą. Wielkości  $N_D$  i  $R_D$  znane są także z zależności empirycznych.

Wzmiankowany nieustalony model detonacyjny [8, 13], po uwzględnieniu różnic prędkości faz i spowodowanego tym rozdrobnienia, prowadzi do bardzo złożonych obliczeń numerycznych. Według [8] dopiero użycie superkomputera CRAY pozwoliło na efektywne rozwiązanie modelu. Na podstawie tego rozwiązania sformułowano dwa ważne wnioski:

a. Dla danej mieszaniny początkowej i warunków rozdrobnienia istnieje więcej niż jeden stacjonarny stan wynikowy, zależnie od energii wprowadzonej do układu fali uderzeniowej.

b. W rzeczywistych układach warunki prowadzące do pełnoskalowej eksplozji cieplnej wydają się mało prawdopodobne. Obecność w modelu wielu stałych empirycznych o nie zawsze w pełni uzasadnionych wartościach pociąga za sobą dużą niepewność wyników, zatem powyższe wnioski wymagają jeszcze dalszych potwierdzeń. Są one jednak w zgodzie ze statystycznym charakterem pełnoskalowej eksplozji cieplnej, potwierdzonym przez wielu badaczy [2, 12], którzy wskazują na małą powtarzalność niektórych eksperymentów i zależność ich wyników od wielkości układu.

Oprócz oddziaływania hydrodynamicznego istnieją jeszcze inne efekty, których rezultatem może być rozdrobnienie kapeł paliwa. W [6] rozpatrzono możliwość rozdrobnienia przy krzepnięciu paliwa na skutek naprężeń cieplnych. Wskazano, że naprężenia te rosną w obecności tlenków w paliwie. Z kolei w [32] wspomniano o hipotezie, że rozdrobnienie spowodowane jest gwałtownym uwolnieniem się zawartych w paliwie gazów. Oba te mechanizmy, zaproponowane jeszcze przed sformułowaniem MD i hydrodynamicznego modelu rozdrobnienia, próbowały wyjaśnić znany fakt eksperymentalny, że eksplozja cieplna nie zachodzi, gdy metal jest topiony w atmosferze gazu obojętnego. Wydaje się, że fakt ten można wyjaśnić także na gruncie mechanizmu hydrodynamicznego: obecność tlenków w ciekłym metalu znacznie zmniejsza jego napięcie powierzchniowe [33, 34], a zatem cete-

ris paribus zwiększa wartość liczby Webera - por. (14). Wynika z tego, że przy takich samych warunkach przepływowych w obecności tlenków może nastąpić rozdrobnienie, podczas gdy przy ich braku może być  $We < We_{CR}$ .

## 7. SKUTKI MFCI

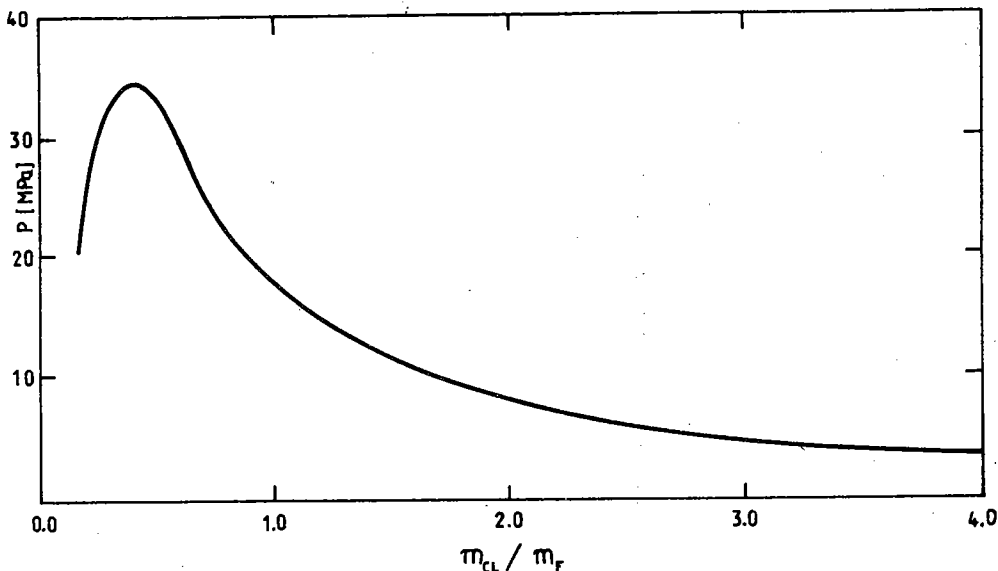
W roku 1965 Hicks i Menzies podali klasyczne oszacowanie energii możliwej do uwolnienia w procesie eksplozji cieplnej [1, 3, 8]. Abstrahując od kolejnych zjawisk w procesie MFCI (mechanizm wymiany ciepła, rozdrobnienie) przeprowadzono obliczenia w dwóch etapach:

a. Obliczono parametry mieszaniny paliwa i chłodziwa po dojściu do równowagi cieplnej przy założeniu stałej objętości; przykładowe wartości ciśnienia pokazuje rys.19 [1].

b. Obliczono pracę mechaniczną izentropowego rozprężenia mieszaniny od stanu równowagi cieplnej do założonego stanu końcowego (np. otoczenie lub parametry wewnątrz obudowy reaktora). Według [1] przy zmieszaniu roztopionego rdzenia reaktora ( $T_F = 3150$  K) z wodą ( $T_{CL} = 373$  K) maksymalną pracę  $980$  kJ/kg<sub>F</sub> uzyskuje się przy stosunku mas  $m_{CL}/m_F = 0.45$  (rozprężanie do otoczenia).

Powyższe postępowanie daje w wyniku górną granicę pracy wykonanej na otoczeniu podczas eksplozji, choć niekoniecznie najwyższe chwilowe wartości ciśnienia [1, 7]. Sprawność eksplozji, rozumiana jako skutek pracy rozprężania chłodziwa do energii cieplnej zawartej w paliwie, osiąga 40%. Obecnie przyjmuje się powszechnie, że oszacowanie Hicksa i Menziesa jest wygórowane. Izochoryczne sprężanie, izentropowe rozprężanie oraz pominięcie czasu w opisie zjawiska są idealizacją zbyt daleko odbiegającą od rzeczywistego przebiegu procesu.

Dla dokładniejszego określenia skutków MFCI w układach technicznych skonstruowano szereg tzw. modeli parametrycznych. Starają się one ująć wpływ takich czynników, jak: geometria układu, przebieg wymiany ciepła, stopień rozdrobnienia, etc. Modele te mają z reguły charakter probabilistyczny. Do oceny



Rys.19. Ciśnienie po izochorycznym osiągnięciu równowagi cieplnej w mieszaninie w funkcji stosunku mas chłodziwa i paliwa wg [1]. Obliczenia prowadzono dla 15 000 kg  $UO_2$  ( $T_F = 3150$  K) w wodzie ( $T_{CL} = 425$  K) przy ciśnieniu 0,5 MPa w objętości  $100\text{ m}^3$

poszczególnych zdarzeń przyjęto cztery poziomy prawdopodobieństwa [2]:

- 1 - zjawisko zachodzi;
- 1/10 - zjawisko zachodzi, lecz tylko przy granicznych wartościach parametrów;
- 1/100 - zjawiska nie można wykluczyć, lecz zachodzi ono poza rozważanym zakresem parametrów;
- 1/1000 - wystąpienie zjawiska jest fizycznie mało realne.

Układając odpowiednie, wielowariantowe scenariusze - np. awarii reaktora - i przypisując poszczególnym zdarzeniom przedziały prawdopodobieństwa, można określić wynikowe prawdopodobieństwo różnych stanów końcowych. Takie postępowanie, pozwalające uzyskać pewne jakościowe informacje, ma - jak się wydaje - dwie zasadnicze wady:

a. Przypisywanie poszczególnym zdarzeniom przedziałów prawdopodobieństwa dokonywane bywa często jedynie na podstawie intuicji, popartej doświadczeniem eksperymentatora.

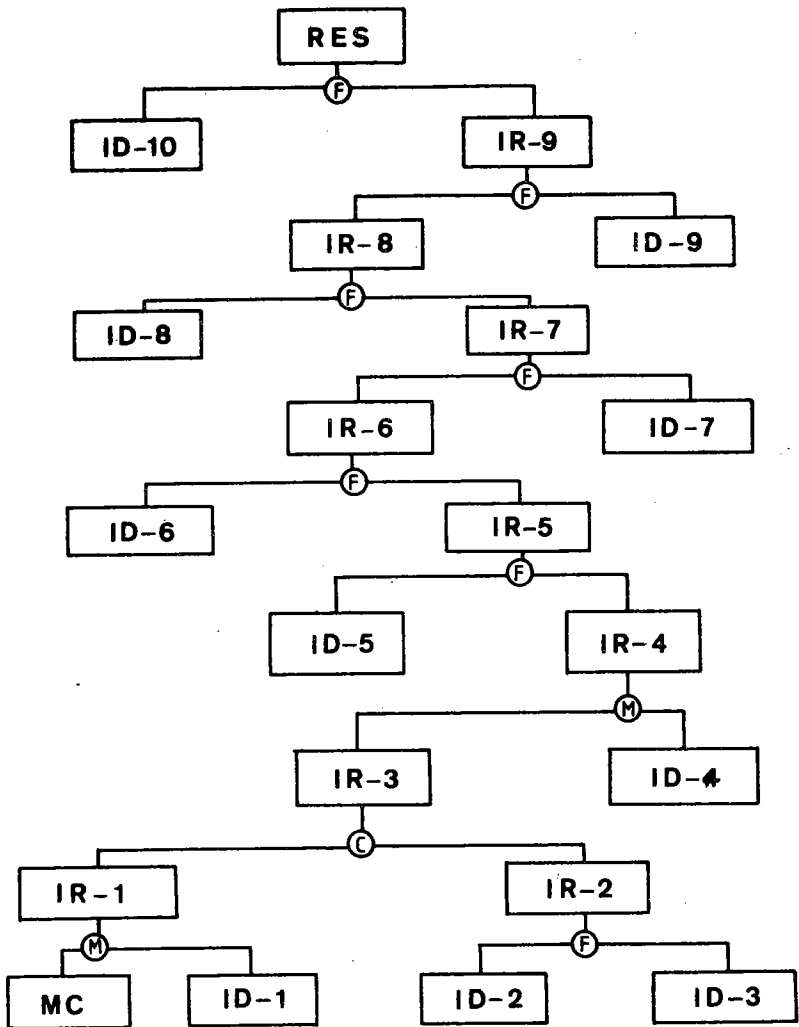
b. Poszczególne zjawiska fizyczne traktowane są w sensie statystycznym jako zdarzenia niezależne, co uniemożliwia uwzględnienie sprzężeń między nimi. Dotyczy to zwłaszcza wcześniejszych modeli. Krótki przegląd modeli parametrycznych, ogłoszonych w latach siedemdziesiątych, podano w pracy [1].

Ciekawą propozycję, rozwijającą nurt losowych modeli parametrycznych, zawierają prace Theofanousa z zespołem [2, 9, 10, 11]. Poszczególnym zdarzeniom przypisano Dyskretny Rozkład Prawdopodobieństwa (DRP) lub Funkcję Probabilistyczną (FP), zaś związki między zdarzeniami opisane są operatorami funkcyjnymi. Na rys.20 przedstawiono za [2] sieć zdarzeń, zastosowaną do opisu awarii reaktora. ID oznacza tu DRP wielkości wejściowej (Input Distribution), zaś IR - wynik kolejnego kroku (Intermediate Result). Operatory w kółeczkach to:

- M - mnożenie,
- C - porównanie,
- F - zależność funkcyjna.

Poszczególne prostokąty oznaczają:

- MC - masę rdzenia (Mass of Core),
- ID-1 - DRP dla procentu stopienia rdzenia w momencie awarii dolnej płyty reaktora,
- ID-2 - DRP dla rozmiaru uszkodzenia płyty,
- ID-3 - FP dla udziału stopionego rdzenia w mieszaninie wstępnej w zależności od rozmiaru uszkodzenia,
- ID-4 - DRP dla zasobu energii cieplnej w stopionym paliwie,
- ID-5 - FP dla sprawności eksplozji w funkcji energii cieplnej mieszaniny wstępnej,
- ID-6 - FP dla energii wyrzuconej w górę masy paliwa w funkcji uwolnionej energii mechanicznej,
- ID-7 - FP dla energii, przekazanej górnej pokrywie reaktora w funkcji energii wyrzuconej masy paliwa,
- ID-8 - FP dla energii oderwanej górnej pokrywy (Vessel Head Missile) w funkcji energii przekazanej górnej pokrywie,
- ID-9 - FP dla energii oderwanej górnej pokrywy w funkcji energii pokrywy po uderzeniu w osłonę,



Rys.20. Schemat obliczeń prawdopodobieństwa uszkodzenia obudowy bezpieczeństwa reaktora jądowego w wyniku eksplozji cieplnej wg [2]

- ID-10 - FP dla częstości awarii powłoki ochronnej w funkcji energii oderwanej pokrywy,
- IR-1 - DRP dla masy rdzenia, która uległa stopieniu,
- IR-2 - DRP dla stopionej masy w mieszaninie wstępnej,
- IR-3 - DRP dla masy rdzenia w mieszaninie wstępnej,
- IR-4 - DRP dla energii cieplnej w mieszaninie wstępnej,
- IR-5 - DRP dla energii mechanicznej uwolnionej podczas eksplozji.
- IR-6 - DRP dla energii masy wyrzuconej do góry,
- IR-7 - DRP dla energii przekazanej pokrywie,
- IR-8 - DRP dla energii oderwanej pokrywy,
- IR-9 - DRP dla energii oderwanej pokrywy po uderzeniu w osłonę,
- RES - wynikowy DRP dla częstotliwości awarii powłoki ochronnej.

Poszczególne wejściowe rozkłady prawdopodobieństwa określono bądź w oparciu o powszechnie przyjęte ustalenia, bądź złożone modele własne. Przykładowo dla ID-4 podano w [2] jako normalnie akceptowany poziom prawdopodobieństwa wartość  $1/10$  dla energii cieplnej w przedziale  $1.1 \div 1.3$  MJ/kg<sub>p</sub>, zaś dla ID-3 podano w [9] własny model mieszania wstępnego. W modelu tym rozwiązano równania zachowania dla ciekłego chłodziwa, pary chłodziwa i paliwa przy uwzględnieniu wymiany ciepła przez przewodzenie, konwekcję i promieniowanie (wydaje się, że niedostatecznie uwzględniono proces wrzenia).

Rozwiązanie sieci zdarzeń wymagało użycia zaawansowanych narzędzi obliczeniowych. Ostateczny wynik [2] prowadzi do wniosku, że przy stopieniu rdzenia prawdopodobieństwo uszkodzenia powłoki bezpieczeństwa jest przy założonym przebiegu zjawiska nie większe niż  $10^{-4}$ .

Zauważalny w ostatnich latach rozwój elektronicznej techniki obliczeniowej powinien sprzyjać również rozwojowi modeli parametrycznych. Umożliwi on analizę zarówno bardziej złożonych sieci zdarzeń, jak i fizyki procesu.

## 8. UWAGI KOŃCOWE

Postęp w badaniach MFCl w ostatnich latach związany jest przede wszystkim z rozwojem i modyfikacjami MD. Wyniki doświadczeń sugerują, że - wbrew stwierdzeniom Halla i Boarda [7] - propagacja eksplozji cieplnej nie musi mieć charakteru detonacyjnego; możliwy jest także przebieg deflagacyjny [35, 36]. Również geometria układu może wywierać wpływ na prędkość propagacji [35, 37].

Geometria układu określa także w znacznym stopniu przebieg wstępnego mieszania [1, 2, 35], jednakże złożony charakter zjawisk przepływowo-ciepłych uniemożliwia jak dotychczas przewidzenie wielkości kropeł zgrubnej mieszaniny. Wielkość ta może mieć zasadnicze znaczenie przy określaniu warunków stabilności wrzenia błonowego.

Stabilne wrzenie błonowe na etapie wstępnego mieszania jest jednym z podstawowych warunków zajścia eksplozji. Precyzyjne określenie kryterium stabilności filmu parowego na powierzchni kropeł paliwa wydaje się być niezbędnym krokiem na drodze do sformułowania kryterium zajścia eksplozji.

O sile eksplozji w znacznej mierze decyduje przebieg procesu rozdrobnienia, bezpośrednio poprzedzającego ekspansję. Złożony charakter tego procesu uniemożliwia jak dotychczas jego ilościową analizę.

Podsumowując można stwierdzić, że ciąg zjawisk prowadzący do eksplozji cieplnej jest dobrze poznany jakościowo, lecz jego opis ilościowy jest jeszcze bardzo niepełny. Z tego względu wszelkie oszacowania ewentualnych skutków eksplozji obarczone są znaczną niepewnością. Uwaga ta dotyczy także statystycznych analiz prawdopodobieństwa zajścia eksplozji.

## LITERATURA

1. Lee J.H.S.: Molten-Fuel-Coolant Interaction. Current Status of Understanding. AECB Report, Ottawa 1985 (nie opublikowany).
2. Theofanous T.G., Najafi B., Rumble E.: An Assessment of Steam Explosion Induced Containment Failure. Part I: Probabilistic Aspects. Nuclear Science and Engineering (w druku).



3. Fodemski T.R.: A Study on Thermal Explosion as Applied to Molten Fuel-Coolant Interaction. *Archiwum Termodynamiki*, vol. 4 (1986), Nr 4, str. 235-295.
4. Żyszkowski W.: Thermal Interaction of Molten Copper with Water. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 18, pp. 271-287, 1975.
5. Żyszkowski W.: On the Transplosion Phenomenon and the Leidenfrost Temperature for the Molten Copper-Water Thermal Interaction. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 19, pp. 625-633, 1976.
6. Żyszkowski W.: Study of the Thermal Explosion Phenomenon in Molten Copper-Water System. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 19, pp. 849-868, 1976.
7. Hall R.W., Board S.J.: The Propagation of Large Scale Thermal Explosion. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 22, pp. 1083-1093, 1979.
8. Karachalios K.: Ein transientes Modell zur termischen Detonation. *Praca doktorska, IKE Stuttgart*, 1987.
9. Abolfald M.A., Theofanous T.G.: An Assessment of Steam Explosion Induced Containment Failure. Part II: Premixing Limits. *Nuclear Science and Engineering (w druku)*.
10. Amarasooriya W.H., Theofanous T.G.: An Assessment of Steam Explosion Induced Containment Failure. Part III: Expansion and Energy Partition. *Nuclear Science and Engineering (w druku)*.
11. Lucas G.E., Amarasooriya W.H., Theofanous T.G.: An Assessment of Steam Explosion Induced Containment Failure. Part IV: Impact Mechanics, Dissipation and Vessel Head Failure. *Nuclear Science and Engineering (w druku)*.
12. Dahlgren D.A., Buxton L.D., Muir J.F., Murfin W.B., Nelson L.S., Powers D.A.: Molten LWR Core Material Interaction with Water and with Concrete. *Proc. of Thermal Reactor Safety Meeting, Sun Valley, ID*, 1977.
13. Carachalios C., Bürger M., Unger H.: A Transient Two-Phase Model to Describe Thermal Detonations Based on Hydrodynamic Fragmentation. *Proc. of the Int. Meeting of LWR Severe Accident Evaluation, Cambridge, Mass.*, 1983, vol. 1.
14. Carbajo J.J.: A Study on the Rewetting Temperature. *Nuclear Engng. and Design*. 84 (1985), pp. 21-52.
15. Kim D.S.: Experimentelle Untersuchung der hydrodynamischen Fragmentation eines Galliumtropfens in einer Wasserströmung. *Praca doktorska, IKE Stuttgart*, 1985.
16. Fröhlich G., Müller G.: A Metastable State Preceding Entrapment Explosions. *Trnas. of the European Nuclear Conference, Hamburg* 1979.
17. Fröhlich G., Müller G., Unger H.: Experiments with Water and Hot Melts of Lead. *J. Non-Equilib. Thermodyn.*, vol. 1 (1976), pp. 91-103.

18. Fröhlich G.: Similarities and Differences between Stratification Experiments and Entrapment Experiments. ASME, 84-HT-19, 1984.
19. Gunnerson F.S., Cronenberg A.W.: A Generalized Prediction of the Leidenfrost Temperature for Spherical Particles. Technical Report No. NE - 35 (77) NRC - 318 - 1, The University of New Mexico, Albuquerque, N.M., 1977.
20. Gunnerson F.S., Cronenberg A.W.: On the Minimum Film Boiling Conditions for Spherical Geometries. Journal of Heat Transfer, vol. 102 (1980), pp. 335-341.
21. Poniewski M.: Modele teoretyczne kryzysu wrzenia błonowego. Politechnika Łódzka, Zeszyty Naukowe Nr 515, Seria: Ciepłne Maszyny Przepływowe Nr 92, 1986, str. 53-75.
22. Fiedler A.: Experimentelle Untersuchungen an kleinen heissen Kugeln zur Bestimmung von Einflüssen auf den Wärmeübergang und die Wärmeentspeicherungszeiten im Quenchprozess. Praca doktorska, IKE Stuttgart, 1985.
23. Song. M., Turinsky P.J.: Boiling Film Growth in Core Melt - Water System. Proc. of Nuclear Thermal Hydraulics Annual Meeting 1984, New Orleans, ed. by ANS.
24. Sharon A., Bürger M., Schwalbe W.: Stability Analysis of Film Boiling. Israel Journal of Technology, vol. 19 (1981), pp. 147-154.
25. Newlands A.G., Halstead W.D.: The Reaction between Water Droplets and Molten Sodium. Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 21, pp. 897-903, 1978.
26. Epstein M., Leung J.C., Hauser G.M., Henry R.E.: Film Boiling on a Reactive Surface. Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 27, No. 8, pp. 1365-1378, 1984.
27. Inoue A., Bankoff S.G.: Destabilization of Film Boiling Due to Arrival of a Pressure Shock: Part I Experimental. J. Heat Transfer, vol. 103 (1981), pp. 459-464.
28. Inoue A., Aoki S., Aritomi M., Kataoka H., Matsunaga A.: Study on Transient Heat Transfer of Film Boiling due to Arrival of Pressure Shock. Proc. 7 th Int. Heat Transf. Conf. 4 (1982), pp. 403-409.
29. van Strahlen S., Cole R.: Boiling phenomena: Physicochemical and engineering fundamentals and applications. McGraw-Hill, 1979.
30. Zeldovicz J.N., Rajzer J.P.: Fizika udarnych wołn i wysokotemperaturnych gidrodinamiczeskich jawlenij. Nauka, Moskwa 1966.
31. Landau L.D., Lifszyc E.M.: Mechanika ośrodków ciągłych. PWN, Warszawa 1958.
32. Burmeister L.C.: Pressure Excursions in Transient Film Boiling from a Sphere to a Subcooled Liquid. Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 21, pp. 1411-1420, 1978.
33. Bikerman J.J.: Physical Surfaces. Academic Press, N.Y. 1970.

34. Najdicz J.W.: Kontaktnyje jawlenija w mietalliczeskich rasplawach. Naukowaja Dumka, Kiev 1972.
35. Lee J.H.S., Frost D.L.: Steam Explosions. Major Problems and Current Status. Proc. 11th ICDERS, Warsaw, Poland (1987), w druku.
36. Frost D.L., Ciccarelli G.: Dynamics of Explosive Interactions between Multiple Drops of Tin and Water. Prof. 11th ICDERS, Warsaw, Poland (1987), w druku.
37. Frost D.L., Ciccarelli G.: Propagation of Explosive Boiling in Molten Tin-Water Mixtures. Referat zgłoszony na ASME/AIChE Nat. Hea: Transfer Conf., Huston, Texas, 1988.

ТЕПЛОВОЙ ВЗРЫВ. ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА  
С УЧЕТОМ ИЗВЕСТНОГО УРОВНЯ ЗНАНИЙ

А н н о т а ц и я

Описывается развитие процесса, ведущего к тепловому взрыву, с учетом актуального (апрель 1988 г.) уровня знаний в этой области, в частности физического анализа происходящих явлений. Оговаривается предварительное смешивание, роль пленочного кипения, распространение взрыва и дробление горячей жидкости. Большое внимание уделяется модели детонации. Приводятся также некоторые оценки результатов взрыва и вероятности его возникновения. В заключительной части работы приводится утверждение, что несмотря на качественное распознавание явления, его количественное описание все еще остается неполным, в частности отсутствует теоретически и экспериментально обоснованного критерия происхождения взрыва.

THERMAL EXPLOSION. COURSE OF EVENTS ON THE GROUND  
OF THE CURRENT STATUS OF UNDERSTANDING

S u m m a r y

A brief review of the theory of the vapor explosion is presented. The premixing process, the film boiling, the propagation, and the fine fragmentation are discussed. Particularly, the detonation model is considered. It is pointed out that any well-grounded criterion of the explosion to occur has not been established.