

**UNIVERZA V MARIBORU
FAKULTETA ZA STROJNIŠTVO**

DIPLOMSKO DELO

Maribor, avgust 1995

Andrej Horvat

UNIVERZA V MARIBORU
FAKULTETA ZA STROJNIŠTVO

DIPLOMSKO DELO
VISOKOŠOLSKEGA ŠTUDIJA

TEORIJA, MODELIRANJE IN RAZVOJ
NA PODROČJU
PARNIH EKSPLOZIJ

Kandidat: Andrej HORVAT
Mehanika tekočin in prenos toplote
Energetika in procesno strojništvo

Mentor: prof.dr.Leopold ŠKERGET, dipl.ing.
Komentor: doc.dr. Jure MARN, dipl.ing.

Maribor, avgust 1995

Zahvaljujem se prof. L. Škergetu, dr. J. Marnu in sodelavcem z Odseka za reaktorsko tehniko Inštituta "Jožef Stefan" za pomoč in nesebično posredovanje svojega znanja in izkušenj.

Hvala mojim staršem, bratu Martinu, Terezi Sitar-Žerdin in družini Blaj, ki so mi bili v oporo v teh napornih mesecih.

TEORIJA, MODELIRANJE IN RAZVOJ NA PODROČJU PARNIH EKSPLOZIJ

UDK 532.529:536.22

Ključne besede

talina
hladilo
para
uparjanje
večfazni tokovi
parne eksplozije
jedrska varnost

Povzetek

Parna eksplozija je fizikalni pojav, pri katerem se vroča kapljevina zelo hitro fragmentira in prenese svojo notranjo toplotno energijo na hladilo. Le-to se hitro upari in zaradi visokega tlaka ekspandira ter pri tem opravlja delo na okolico.

V primeru daljšega in popolnega izpada normalnega in pomožnega hladilnega sistema v jedrskem reaktorju bi razpadna toplota fisijskega materiala lahko povzročila taljenje reaktorske sredice. V varnostnih analizah je bil zajet tudi pojav parne eksplozije ob stiku taline goriva s preostalo hladilno vodo. Jakost parne eksplozije lahko namreč prispeva k porušitvi reaktorske posode in zadrževalnega hrama, kar ima za posledico uhajanje radioaktivnih snovi v okolje.

Pojav parne eksplozije je navadno razdeljen na štiri stopnje: (1) mešanje taline in hladila, (2) sprožitvev eksplozije, (3) stopnjevanje in širjenje eksplozije, (4) ekspanzija in opravljanje dela. Zaradi vrste fizikalnih in kemičnih mehanizmov, ki nastopajo pri parni eksploziji, ni enotne teorije, ki bi pojasnjevala celoten proces. Obstaja množica modelov, ki skušajo opisati posamezne stopnje tega pojava. Pri tem predstavlja modeliranje procesa sprožitve parne eksplozije in fragmentacije največji problem.

To diplomsko delo je pregled osnovnih teoretičnih konceptov in modeliranja pojava parnih eksplozij.

EVOLUTION OF VAPOR EXPLOSION THEORY AND MODELING

UDK 532.529:536.22

Keywords

molten fuel
coolant
vapour
evaporation
multiphase flow
vapor explosion
nuclear safety

Abstract

A vapor explosion is a physical phenomenon in which hot liquid (fuel) rapidly fragments and transfers its internal energy to a coolant. The coolant vaporizes at high pressure, expands and does work on its surroundings. In case of prolonged and complete failure of normal and emergency coolant system of nuclear reactor, the fission material decay heat would cause melting of reactor core. In severe accident safety analyses the occurrence of vapor explosions was considered if molten fuel contacts the residual coolant. Namely, the strength of vapor explosion contributes to reactor vessel failure and containment failure, and consequently to the release of radioactive substances into environment.

The phenomenon of vapor explosions is generally divided into four phases: (1) mixing of fuel and coolant, (2) triggering of the explosion, (3) explosion escalation and propagation, and (4) expansion and work production. Because a variety of physical and chemical mechanisms contribute to vapor explosion there is no unified theory which would explain the whole process. Therefore a large number of models are proposed for each phase. Among them processes of triggering and fragmentation are found most difficult to model.

This work review the basic theoretical concepts of fundamental understanding and modeling of vapor explosion.

VSEBINA

I.	UVOD	1
II.	TEORIJA IN MODELIRANJE PARNIH EKSPLOZIJ	2
	1. Predstavitev pojava parnih eksplozij	2
	2. Proces mirnega mešanja taline in hladila	3
	2.1 Meja fluidizacije	4
	2.2 Model tranzientnega razpada curka	6
	2.3 Theofanousov model mešanja taline in hladila	10
	3. Proces sprožitve parne eksplozije in fragmentacije	18
	3.1 Mehanizem sprožitve	18
	3.2 Mehanizmi fragmentacije	19
	3.2.1 Hidrodinamični mehanizmi	20
	3.2.2 Termični mehanizmi	22
	4. Stopnjevanje in širjenje eksplozije	32
	4.1 Teorija spontane nukleacije	32
	4.2 Termični detonacijski model	34
	5. Ekspanzija in opravljanje dela	37
	5.1 Termodinamični model eksplozije	37
	5.2 Parametrični modeli	37
	5.3 Mehanistični modeli	38
	5.4 Eksplozijsko-ekspanzijski modeli	40
	6. Zaključek	42
III.	VERJETNOSTNA ANALIZA VARNOSTI JEDR. REAKTORJA	43
	1. Metode analize nedoločenosti posameznih parametrov	44
	1.1 Metoda Monte Carlo	44
	2. Modeliranje	45

3. Rezultati modela	56
3.1 Rezultati primarnega izračuna	57
3.2 Rezultati sekundarnega izračuna	58
4. Zaključek	
IV. STATISTIČNA TEORIJA VEČFAZNEGA TOKA	61
1. Klasifikacija dvofaznih tokov	61
2. Osnove dvofaznih tokov	62
2.1 Model homogenega toka	62
2.2 Model ločenega toka	62
2.3 Model Drift-flux	63
2.4 Opis profila hitrosti in koncentracije	63
3. Različne metode povprečevanja	64
3.1 Razvrstitev postopkov povprečenja	65
3.1.1 Povprečenje Eulerjevih enačb	67
3.1.2 Povprečenje Lagrangeovih enačb	67
3.1.3 Boltzmannovo statistično povprečenje	67
4. Statistična teorija večfaznega toka	68
4.1 Lastnosti indikatorja faze	68
4.2 Izpeljava osnovnih enačb ohr. zakonov	70
4.2.1 Enačba ohranitve mase	70
4.2.2 Enačba ohranitve gibalne količine	71
4.2.3 Enačba ohranitve energije	73
4.3 Enačbe stičnih pogojev	74
V. PRERAČUN HIDROMECHANIKE TROFAZNE MEŠANICE S PROGRAMOM "ESE" (Evaluation of Steam Explosions)	76
1. Izhodišča	76
2. Začetni pogoji	77
3. Rezultati	78
VI. ZAKLJUČEK	82
VII. PRILOGE	84
VIII. LITERATURA	94

I. UVOD

Izkoriščanje jedrske energije je z letom 1954 stopilo v novo obdobje. Tega leta je namreč v Obninsku v bivši Sovjetski zvezi začela obratovati prva jedrska centrala za proizvodnjo električne energije. Imela je skromnih 5 MW moči. Od takrat se je razvoj naglo stopnjeval. Leta 1957 je začela v ZDA proizvajati električno energijo prva jedrska elektrarna moči 60MW s tlačnovodnim reaktorjem. Prvi vrelni reaktor se je pojavil leta 1958 prav tako v ZDA.

Od teh pionirskih časov pa do danes je jedrska tehnika nenehno napredovala in razvila kar nekaj različnih vrst reaktorjev. Poleg tlačnovodnih in vrelnih reaktorjev imam v mislih še težkovodne tlačne reaktorje (CANDU), visokotemperaturne grafitne plinske reaktorje, reaktorje, moderirane z organskimi spojinami (difenil..), reaktorje, hlajene s kovino, homogene, oplodne reaktorje... Zaradi različnih težav (korozija, regulacija delovanja..) so se širše uveljavili le tlačnovodni (PWR) in vrelni (BWR) reaktorji. Leta 1991 je obratovalo ali bilo v gradnji skupaj 496 jedrskih elektrarn. Od teh je delež tlačnovodnih in vrelnih reaktorjev znašal kar 84% [13].

Kljub tem številkam je odpor javnosti proti jedrskim elektrarnam postal glavni dejavnik pri energetskih odločitvah. To je posledica dveh jedrskih nesreč, ki sta v zadnjih 16 letih pretresli svetovno javnost, in sicer leta 1979 na Otoku treh milj v ZDA in leta 1989 v Černobilu. Zaradi tega je danes veliko truda usmerjenega v izboljšanje varnostnih lastnosti reaktorjev. Naloga znanosti je, da razišče verjetnost takšnih nesreč in jih seveda prepreči, hkrati pa izpopolni tehnično znanje in izboljša varnost že obstoječih jedrskih naprav.

Tem ciljem je posvečena tudi ta diplomska naloga, ki skuša zbrati vedenje o pojavu parnih eksplozij, ki lahko nastopijo ob taljenju reaktorske sredice med nesrečo v jedrski elektrarni. V splošnem je diplomska naloga razdeljena na tri dele. Prvi del se ukvarja s fizikalnimi osnovami pojava parnih eksplozij in na kratko predstavlja teoretične modele. V drugem delu je zajeta verjetnostna analiza varnosti jedrskega reaktorja z vidika parnih eksplozij. Tretji del pa predstavlja problematiko matematičnega opisa pojavov večfaznega toka in s priloženim preračunom hidrodinamike trofazne mešanice s programom "ESE" pomeni nastavek za kasnejše znanstveno delo.

II. TEORIJA IN MODELIRANJE PARNIH EKSPLOZIJ

1. PREDSTAVITEV POJAVA PARNE EKSPLOZIJE

Procese parne eksplozije lahko glede na dogajanje razdelimo v 4 faze.

1. mirno mešanje taline in hladila
2. sprožitev eksplozije
3. stopnjevanje in širjenje eksplozije
4. ekspanzija in opravljanje dela

V prvi fazi pride do izliva taline v hladilo in plastnega uparjanja hladila zaradi visoke temperature taline. Takšen sistem ostaja v metastabilnem stanju določen čas, od nekaj milisekund pa do nekaj sekund. V tem času "zakasnitve eksplozije" prihaja do intenzivnega mešanja taline in hladila zaradi različnih gostot in hitrosti.

Ko se pojavi lokalna nestabilnost parnega filma, pride do sprožitve parne eksplozije in nagle fragmentacije. To povečuje površino kontaktne ploskve med hladilom in talino, kar pospešuje generacijo pare in povečuje lokalni tlak. Tlačna fronta, ki se pri tem ustvari, se hitro prične širiti po prostoru skozi zmes hladila in taline. Pri tem pride do širše nestabilnosti in porušitve parnega filma v širši okolici začetne interakcije. Parna eksplozija se tako stopnjuje in širi, tlak udarnega vala pa narašča.

Iz povedanega sledi, da je parna eksplozija v bistvu skupek interakcij talina-hladilo, pri čemer je časovni interval prenosa toplotne energije taline na hladilo manjši kot čas širjenja tlačnega vala in ekspanzije v okolico.

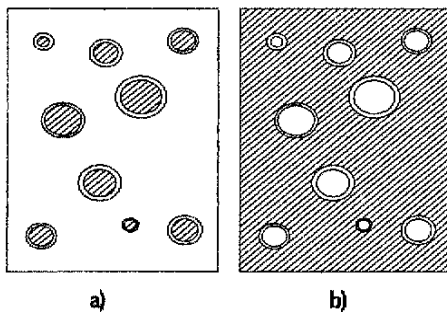
Možnost takšnega razvoja dogodkov je stimulirala vrsto varnostnih študij za različna področja industrije. Ker so varnostna vprašanja v jedrski tehnologiji še posebej zaostrena, se večina modelov in simulacij parnih eksplozij nanaša prav na dogajanje v jedrskem reaktorju. Pojav obsežne parne eksplozije je lahko usoden za jedrsko centralo, saj lahko povzroči porušitev tako reaktorske posode kot zadrževalnega hrama. Verjetnostna analiza, ki odgovarja na vprašanje ali je rušilno delovanje

parne eksplozije ob izlivu taline jedrskega goriva v hladilno vodo verjetno, je predstavljena v poglavju III.

Kljub vsemu trudu pa do danes še niso raziskani natančni fizikalni mehanizmi, ki določajo pojav in jakost parne eksplozije. Zaradi tega smo še precej daleč od matematične formulacije samega pojava in točnega računskega napovedovanja vrednosti fizikalnih veličin interakcije oziroma parne eksplozije. Obstaja pa obsežna zbirka različnih konceptov in modelov, ki jih bom skušal na kratko predstaviti in pojasniti njihove fizikalne temelje.

2. PROCES MIRNEGA MEŠANJA TALINE IN HLADILA

Kvalitativno lahko pojem opišemo kot proces, kjer se talina in hladilo pomešata in je prenos toplote relativno majhen zaradi pojava plastega uparjanja.



Slika II-1:
Osnovna načina mešanja taline in hladila [5]

Dolžina procesa mešanja določuje trajanje neposrednega kontakta med talino in hladilom. V tem času se površina kontakta zaradi razpada curka vseskozi povečuje, kar neposredno vpliva na jakost interakcije: čim večja je kontaktna površina tem močnejša bo parna eksplozija.

Pretekle raziskave so skušale določiti dinamiko mešanja vročega curka taline s hladilom in prenos toplote, še pred nastopom eksplozije. Prav tako so skušale odgovoriti na vprašanje, kje so meje mešanja posameznih mas.

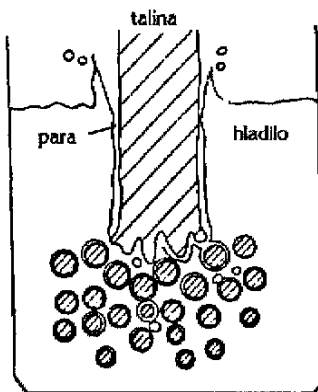
Fauske in Henry (1974) sta ugotovila, da mora temperatura na stični ravnini med talino in hladilom preseči temperaturo homogenega uparjanja. Tako je dana možnost za obstoj parnega filma med talino in hladilom, ki dovoljuje prodiranje curka taline v bazen hladila in medsebojno mešanje še pred nastopom eksplozije.

Cho (1976) je ovrednotil toplotne tokove pri fragmentaciji taline tako v fazi mešanja kot potem, v toku same eksplozije. Analiza je pokazala, da mora talina pri razpadu premagati površinsko napetost, kinetično energijo in sile trenja, ki so se pokazale kot najpomembnejše, za kar pa je potrebna energija. Mešanje taline in hladila je predvidel v več progresivnih stopnjah (enačba II.1) z namenom določitve najmanjše potrebne energije mešanja (enačba II.2).

$$W_{mix,st} = \frac{3}{8} C_D \frac{\rho_h V_{t,0}^2}{t_{mix}^2 R_t}, \quad (II.1)$$

$$W_{mix,min} = 1.81 C_D \rho_h V_{t,0} \left(1 - \frac{V_{t,0}^{2/3}}{t_{mix}^2} \right) \left(\frac{R_t^2}{V_{t,0}^{2/3}} \right) \ln \left(\frac{V_{t,0}^{1/3}}{R_t} \right), \quad (II.2)$$

pri čemer je $V_{t,0}$ začetni volumen mase taline, ki se pomeša med procesom, ρ_h povprečna gostota okoliškega hladila, t_{mix} čas mešanja, C_D lokalni koeficient upora in R_t polmer delca taline po končanem mešanju.



Slika II-2: Prodiranje curka taline v bazen hladila [5]

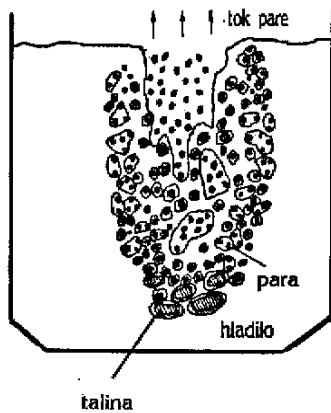
Vendar ima Chojeva ocena dve pomanjkljivosti:

- a) predpostavil je, da je okoliška gostota (kapljevina in para) konstantna,
- b) v modelu moramo poznati začetno in končno obliko ter velikost delcev taline.

Zaradi teh važnih pomanjkljivosti sta enačbi II.1 in II.2 le omejeno uporabni (parametrična določitev potrebne mešalne energije).

2.1 Meja fluidizacije

Henry in Fauske (1981) sta analizirala meje mešanja posameznih faz. V začetnem stanju so kapljice taline v hladilu obdane s plastjo pare. Pri ekstremnih pogojih uparjanja se zaradi prekomerne generacije pare lahko vzpostavi obratno stanje, ko so kapljice goriva in hladila razpršene v oblaku pare. Para skuša tedaj hladilo odpihniti vstran od delcev taline in le-te ponovno združiti. To bi bistveno zavrlo proces razpada curka taline.



Slika II-3: Proces fluidizacije zmesi hladilo-talina ob kritičnem toplotnem toku [5]

Da bi ocenila največjo maso taline, ki jo hladilo še lahko sprejme, sta enačila izgubo energije taline z maksimalno energijo, ki jo parna plast še lahko sprejme (kritična gostota toplotnega toka uparjanja). Na tej osnovi sta razvila enačbo II.3 za minimalni premer delca taline D_{min} , pri katerem je zmes še v stabilnem stanju in se fluidizacija ne pojavi.

$$D_{min} = \frac{6 m_t q_{t,r}}{\rho_t A_{kom} q_{krit}} \quad , \quad (II.3)$$

pri čemer je m_t masa taline v zmesi, ρ_t gostota taline, q_{krit} kritična gostota toplotnega toka, $q_{t,r}$ gostota toplotnega toka sevanja iz delca taline, če le-tega obravnavamo kot črno telo pri plastnem uparjanju, in A_{kom} površina prereza komore s hladilom.

Prav tako sta izpeljala enačbo II.4, ki podaja maksimalno maso taline, ki je lahko pomešana s hladilom (vodo) ob predpostavljenem, vnaprej določenem minimalnem premeru delca taline.

$$m_{t,max} = \frac{\rho_t A D_t q_{krit}}{6 q_{t,s}} \quad . \quad (II.4)$$

Naj omenim, da daje model vrsto nelogičnosti v zvezi z maksimalno količino taline, ki se lahko pomeša s hladilom. Tako predvideva mešanje komaj 100 kg taline pri $D_{min}=10\text{mm}$ in 10000 kg taline pri ogromnem premeru delca $D_{min}=1\text{m}$, česar pa eksperimentalni podatki ne potrjujejo.

Naslednje poglavje v preučevanju parnih eksplozij pomenijo FITS eksperimenti. Na osnovi opazovanja in izmerjenih veličin procesa mešanja je Corradini (1985) pridobil korelacijske izraze za mešalni volumen, volumen dislocirane vode, potovanje in velikosti delcev taline. Te korelacije dovoljujejo, da ocenimo integralne veličine mešanja za talino, paro in kapljevito hladilo v odvisnosti od časa.

V nadaljevanju je Corradini razvil enostaven stacionaren model (enačba II.5), ki napoveduje minimalni premer delca taline, ki lahko obstaja v zmesi, preden pride do fluidizacije obeh kapljevityh faz (talina, hladilo).

$$D_{\min} = \left(\frac{3}{4}\right)^{1/3} \left(\frac{\theta_t}{\theta_h}\right)^{2/3} \left(\frac{\theta_t}{\theta_p}\right)^{2/3} \left(6 \frac{q_t}{\rho_p E}\right)^{2/3} \left(\frac{C_D H_{kom}^2}{g}\right)^{1/3} \left(\frac{\rho_p}{\rho_h}\right)^{1/3}, \quad (\text{II.5})$$

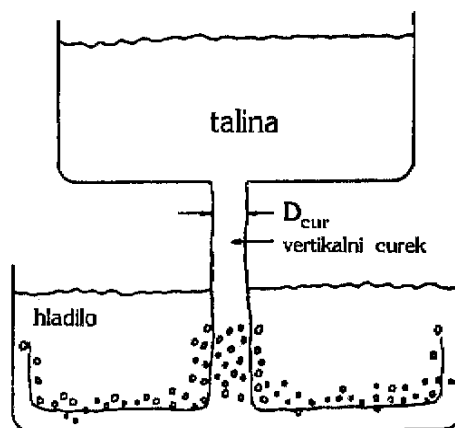
pri čemer je θ volumetrični delež (t-talina, h-hladilo, p-para), ρ_k gostota posamezne faze, E uparjalna toplota, H_{kom} globina komore, C_D koeficient upora in g gravitacijski pospešek.

Da bi lahko uporabili ta model, moramo poznati volumetrični delež taline, pare in hladila v določeni točki in času, kar izračunamo iz korelacijskih nastavkov za α_h , α_t in α_p .

Model dobro popisuje veličine mešanja v okviru vrednosti uporabljenih pri eksperimentih, žal pa ga ne moremo razširiti čez poljuben interval vrednosti vplivnih parametrov.

2.2 Model tranzientnega razpada curka

K razpadu curka taline ob vstopu v hladilo največ prispevajo hidrodinamične sile med posameznimi fazami. Gravitacijske sile, ki so posledica različnih gostot, v tem primeru pospešujejo ločitev posameznih faz in ovirajo mešalni proces. Do takšnih zaključkov sta prva prišla Teofanous in Saito (1982). Zaradi omejitev geometrije, to se pravi velikosti komore pri eksperimentu, je bil čas za doseg nestabilnosti omejen z višino gladine hladila H_{kom} , pa tudi z razpoložljivo velikostjo curka taline (premer curka D_{cur}).



Slika II-4: Prikaz geometrije modela izliva taline v spodnji plenum RPV [5]

Preučene so bile različne vrste nestabilnosti :

- Kelvin-Helmholzove nestabilnosti na površju curka,
- Rayleighov razpad curka na diskretne mase taline in
- Taylorjeve nastabilnosti.

V tem kontekstu je bilo ugotovljeno, da se curek v celoti pomeša zaradi Rayleighovega razpada le, če je njegov premer D_{cur} manjši od 20 cm. Pri obilnejšem izlivu tako ni dovolj časa, da bi se curek taline v celoti razgradil in pomešal z okoliškim hladilom. Iz tega sta zaključila, da bi se ob hipotetičnem taljenju sredice v jedrskem reaktorju samo nekaj odstotkov izlite mase taline pomešalo s hladilom.

Model sta nadalje razvila Corradini in Moses (1983). Njun dinamični model (MEDICI-MI) napoveduje razpad curka taline, ko le-ta pade skozi plinsko atmosfero v hladilo (vodo), kot posledico Helmholtzovih in Taylorjevih nestabilnosti in napoveduje premer delcev taline v odvisnosti od časa :

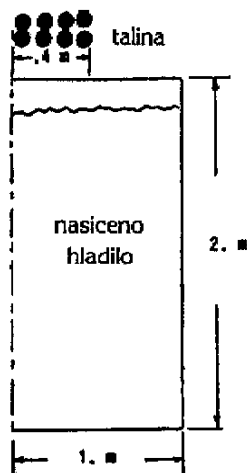
$$D_t = D_{t,0} \exp(-T^+) , \quad (\text{II.6})$$

pri čemer je koeficient T^+

$$T^+ = \frac{u_t^{(0)}}{D_{t,0}} \left(\frac{\rho_h}{\rho_t} \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (\text{II.7})$$

Meja obsega mešanja je obravnavana kot funkcija temperature, globine hladila ($H_{kom} = u, t$) in začetne velikosti delcev vstopajoče taline $D_{t,0}$. Pri tem je potrebno upoštevati korelacije veličin, ki so bile eksperimentalno ugotovljene v FITS eksperimentih. Poleg tega obravnava model le mešanje mase vstopnega roba prodirajoče taline. Ostala vstopajoča talina, ki ima prav tako sposobnost mešanja s hladilom, mora najprej razpasti na diskretne mase velikosti $D_{t,0}$.

Dvodimenzionalno je tranzientne pojave ob vstopu curka oz. niza diskretnih mas taline v hladilo obdelal Bankoff (1984). Analiza je pokazala, da pride pri izlivu taline v spodnji plenum RPV do fluidizacije šele, ko volumen pare preseže 50% skupnega volumna zmesi, kar omejuje verjetnost parne eksplozije.



Slika II-5: Osnovna geometrija modela Bankoffa (1984) [5]

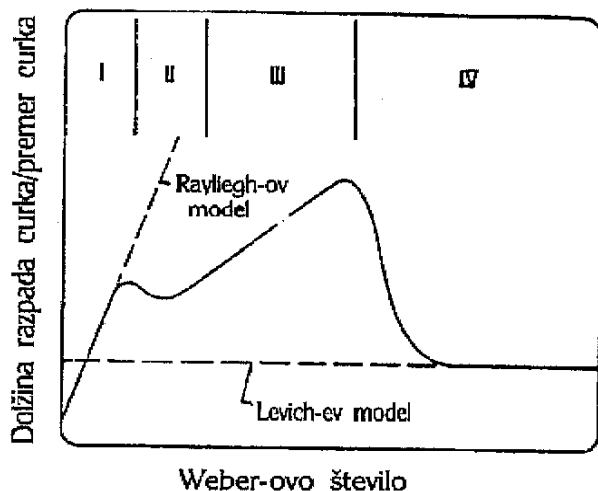
Vendar je tudi Bankoff pri tem modelu pojava zajel nekatere poenostavitve, ki močno omejujejo točnost njegovega modela:

- a) hladilo (kapljevino in paro) je obravnaval kot eno samo homogeno tekočino,
- b) predpostavil je, da zaradi velike hitrosti na vstopu v hladilo talina razpade na diskretne delce ob udarcu z gladino. To hipotezo so kasnejši testi ovrgli.

Epstein in Fauske (1985) sta preučila učinek plastnega uparjanja na razpad curka. V tem kontekstu sta ocenila dolžino razpada curka z ozirom na :

- a) tanko plast pare, ki jo lahko zanemarimo, in
- b) debelo plast pare, ki jo moramo upoštevati.

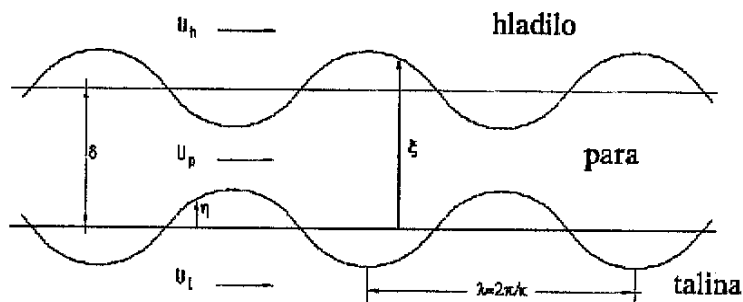
Predpostavila sta stacionarno mešanje taline in hladila, pri čemer sta zanemarila mešanje, ko curek taline vstopi v hladilo (Leading Edge Effect). Osnovni mehanizem, ki je v tem primeru odgovoren za razpad curka je atomizacija curka po Levichevem modelu. Druga predpostavka se nanaša na Rayleighov razpad curka, ki se pojavlja pri majhnih vrednostih Webrovega števila in mu avtorja nista pripisovala pomembnosti.



Slika II-6: Režimi razpada curka (Epstein in Fauske) [5]

Mehanizem razpada curka:

V začetnem stanju je curek taline ločen s plastjo pare od hladila. Zaradi razlike hitrosti med talino in hladilom nestabilnost stičnih ravnin (Kelvin-Helmholzova nestabilnost) med talino in parno fazo ter med hladilom in parno fazo hitro narašča.



Slika II-7:
Shema nestabilnosti sistema [5]

Ko amplituda nihanja volumskih delcev raste, se pričnejo s curka odcepljati delci taline. Velikost odcepljenih delcev oz. kapljic je proporcionalna najhitreje rastoči valovni dolžini $D_r = \lambda_m$. Relacijo med valovno dolžino λ_m in relativno hitrostjo u_{rel} sta nato izrazila kot :

$$\frac{2\pi}{\lambda_m} = \frac{2\rho_t\rho_k u_{rel}^2}{3(\rho_t + \rho_k)\sigma_t} \quad (II.8)$$

pri čemer je σ_t površinska napetost taline, ρ_t gostota taline, ρ_k gostota tekočine, lahko parne faze v primeru debele parne plasti ali kapljevitega hladila v primeru tanke plasti pare, in u_{rel} relativna hitrost med izlivom oz. curkom taline in parno fazo hladila.

Ta enostavna relacija pa lahko privede do precenjenih vrednosti mešanja mase taline ob razpadu curka, vendar dobro služi za ocenitev gornjih mej vrednosti mešanja curka pri stacionarnih pogojih. Karakteristični čas za rast nestabilnosti je podan z izrazom

$$\tau = \frac{5}{2} \frac{(\rho_t + \rho_k)\sigma_t}{(\rho_t\rho_k)^{3/2}u_{rel}^3} \quad (II.9)$$

Če podamo količino razpadnega materiala curka z razmerjem

$$V_{raz} = \frac{\lambda_m}{\tau} \quad (II.10)$$

lahko izračunamo dolžino razpada curka po naslednji enačbi :

$$L_{raz} = V_{raz}t = \frac{D_{cur}}{2} \frac{\tau}{\lambda_m} \quad (II.11)$$

Cho je v letih 1985, 1986 sestavil enodimenzionalni, tranzientni model, ki upošteva tudi mešanje taline in hladila pri prodiranju taline v hladilo (Leading Edge Effect). Model temelji na matematičnem opisu parne in kapljevite faze hladila z Eulerjevimi enačbami, taline pa z Lagrangevimi enačbami. Razvil in modificiral je konstitutivne enačbe, ki opisujejo prenos mase,

gibalne količine in energije čez stično ploskev (interface). Osnova vseh konstitutivnih enačb je model razpada curka, ki temelji na Rayleigh-Taylorjevih nestabilnostih, zanemarjene pa so strižne sile (Kelvin-Helmholtzove nestabilnosti) zaradi njihovega omejenega učinka ob prisotnosti debele plasti parnega filma.

Z zgoraj navedenimi predpostavkami je tako prišel do izraza II.12, ki opisuje zmanjševanje premera delca taline v odvisnosti od časa prodiranja curka taline v hladilo.

$$D_t^{n+1} = D_t^n (1 - C_o \Delta T^+ We^{0.25}) \quad , \quad (II.12)$$

pri čemer je n , $n+1$ vrednost funkcije na začetku in na koncu časovnega koraka, We Webrovo število in ΔT^+ brezdimenzijski časovni interval :

$$We = \frac{\rho_h u_{rel} D_t^n}{\sigma_t} \quad , \quad (II.13)$$

$$\Delta T^+ = \frac{u_{rel}(t^{n+1} - t^n)}{D_t} \left(\frac{\rho_h}{\rho_t} \right)^{1/2} \quad , \quad (II.14)$$

$$C_o = 0.108 - 0.0785 \left(\frac{\rho_h}{\rho_t} \right)^{1/2} \quad . \quad (II.15)$$

Po tem modelu se manj kot 20% potapljajoče se mase taline pomeša s hladilom. Največ mase se nabere na dnu spodnjega plenuma kot aglomerat. Okoli 50% mase taline odcepljene od curka ostane fluidizirane v področju, bogatem s paro ($\alpha_h > 0.5$).

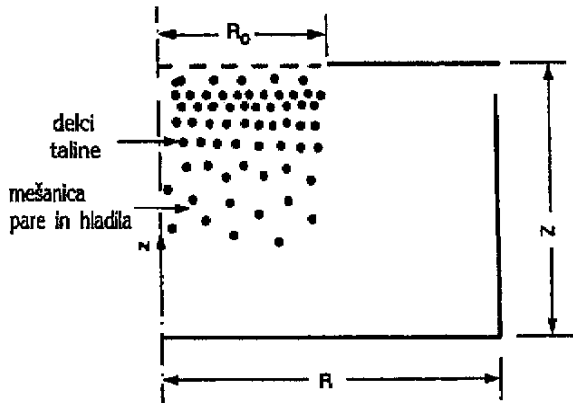
Kljub temu, da ta model vsebuje razumevanje vseh predhodnih modelov, je še vedno omejen in specifičen zaradi enodimenzionalnega opisa razmer. Takšen model zanemari večdimenzionalni vzorec cirkulacije, ki omogoča hladilu, da vstopa od strani in tako povečuje jakost mešanja zmesi. Prav tako enodimenzionalen model posploši vrednost volumetričnega deleža pare čez celoten prerez medtem, ko bi dvo ali trodimenzionalen model koncentriral vsebnost pare v bližini curka, kar bi povečalo obseg razpada curka taline in hkrati zmanjšalo obseg mešanja obeh faz.

Novejšo in bolj popolno razlago procesa mešanja taline in hladila pa sta podala Amarasooriya in Theofanous (1990).

2.3 Theofanousov model mešanja taline in hladila

V svojem članku sta Amarasooriya in Theofanous prikazala dogajanje v tlačnovodnem jedrskem reaktorju ob izlivu raztaljene sredice v hladilo in svoja dognanja tudi podkrepila z natančnimi teoretičnimi izračuni. Ker je podoben izračun opisan v III. poglavju bom v tej točki prikazal le izhodiščne teoretične osnove.

Model obravnava problematiko mešanja kot izrazito prehodni pojav in sicer dvodimenzionalno. Da bi v celoti zajeli problematiko je potrebno določiti kot vstopne parametre računskega problema prečni prerez, geometrijo izliva, kvantiteto, sestavo in temperaturo taline v izlivu.



Slika II-12: Shematični prikaz simulacijskega področja [1]

Prav tako je potrebno omeniti, da model A. in T. predpostavlja vstop curka taline v hladilo že v obliki diskretnih delcev s karakteristično velikostjo delca l_i in volumskim deležem θ_i , kar je posledica luknjaste strukture spodnje podporne plošče RPV. Tako sta karakteristična velikost l_i vstopnih delcev kot volumski delež θ_i vstopajočega curka vstopna parametra modela.

V celotnem sistemu sodelujejo 3 faze: talina (t), hladilo (h) in parna faza hladila (p). Za vsako teh faz lahko zapišemo kontinuitetno, gibalno in energijsko enačbo ohranitve. Pri tem je potrebno upoštevati, da posamezne faze lahko medsebojno izmenjujejo energijo in gibalno količino vendar le hladilo in para lahko izmenjujeta tudi maso. Preden zapišemo te enačbe, moramo definirati še nekaj pomembnih odnosov :

$$\rho_k^\circ = \theta_k \rho_k \quad , \quad (\text{II.16})$$

$$\theta_t + \theta_h + \theta_p = 1 \quad , \quad (\text{II.17})$$

pri čemer je ρ_k° makroskopska gostota faze k v kontrolnem volumnu, ρ_k gostota faze k in θ_k volumski delež faze k .

Kontinuitetne enačbe :

a) parna faza hladila

$$\frac{\partial \rho_p^\circ}{\partial t} + \nabla(\rho_p^\circ u_p) = J \quad , \quad (\text{II.18})$$

b) hladilo

$$\frac{\partial \rho_h^\circ}{\partial t} + \nabla(\rho_h^\circ u_h) = -J \quad , \quad (\text{II.19})$$

c) talina

$$\frac{\partial \rho_t^\circ}{\partial t} + \nabla(\rho_t^\circ u_t) = 0 \quad , \quad (\text{II.20})$$

pri čemer je J generacija parne faze hladila.

Enačbe ohranitve gibalne količine :

a) parna faza hladila

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_p^\circ u_p) + \nabla(\rho_p^\circ u_p u_p) = -\theta_p \nabla p - F_{ph}(u_p - u_h) - F_{pt}(u_p - u_t) + J(H[J]u_h - H[-J]u_p) + \rho_p^\circ g \quad , \quad (\text{II.21})$$

b) hladilo

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_h^\circ u_h) + \nabla(\rho_h^\circ u_h u_h) = -\theta_h \nabla p + F_{ph}(u_p - u_h) - F_{ht}(u_h - u_t) - J(H[J]u_h - H[-J]u_p) + \rho_h^\circ g \quad , \quad (\text{II.22})$$

c) talina

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_t^\circ u_t) + \nabla(\rho_t^\circ u_t u_t) = -\theta_t \nabla p + F_{pt}(u_p - u_t) + F_{ht}(u_h - u_t) + \rho_t^\circ g \quad . \quad (\text{II.23})$$

Energijske enačbe :

a) parna faza hladila

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_p \circ h_p) + \nabla(\rho_p \circ h_p u_p) = -p \left(\frac{\partial \theta_p}{\partial t} + \nabla(\theta_p u_p) \right) + EJ - \beta_{ph} (T_p - T_h) + \dot{q}_{tp} \quad , \quad (II.24)$$

b) hladilo

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_h \circ h_h) + \nabla(\rho_h \circ h_h u_h) = -p \left(\frac{\partial \theta_h}{\partial t} + \nabla(\theta_h u_h) \right) - EJ + \beta_{ph} (T_p - T_h) + \dot{q}_{th} \quad , \quad (II.25)$$

c) talina

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_t \circ h_t) + \nabla(\rho_t \circ h_t u_t) = -\dot{q}_{tp} - \dot{q}_{th} \quad . \quad (II.26)$$

V zgornjih enačbah (II.18-26) je $H(J)$ oznaka za stopničasto Heavisidovo funkcijo, ki je 1 za pozitivno vrednost J in 0 za negativno vrednost J . Zaradi obsežnosti numeričnega modela je v zgornjih formulacijah prav tako potrebno zanemariti difuzijo (strižne sile in prevod toplote) znotraj vsake faze.

Sprememba gibalne količine

Pri reševanju enačb je potrebno opisati masni tok in prenos toplote z volumskim deležem θ , in deležem praznin α ,

$$\alpha = \frac{\theta_p}{\theta_p + \theta_h} \quad . \quad (II.27)$$

V odvisnosti od deleža praznin α_k in volumenskega deleža θ_k se razlikujejo bistveni vzorci mešanice hladilo-para-talina, kar nadalje definira prenos gibalne količine in toplote.

Tok skozi razpršene delce taline $\theta_f < 0.3$			Tok skozi porozno talino $0.3 \leq \theta_f$
$\alpha \leq 0.3$	$0.3 < \alpha < 0.7$	$0.7 \leq \alpha$	

Slika II-13: Shematičen prikaz režimov toka [1]

■ talina □ para ▣ hladilo

Opis večfaznega toka lahko tako skróčimo in ga opišemo z enačbami za dvofazni tok, ki jih ustrezno modificiramo. Zaradi prisotnosti 3. faze (talina) je potrebno namreč upoštevati zmanjšanje volumna oz. preseka, ki ga zavzema posamezna faza, in stične površine posameznih parov faz. Tako je bil uveden faktor $\phi_{k,l}$, ki vpeljuje vpliv tretje faze k :

$$\phi_{k,l} = \frac{\theta_l}{\theta_l + \theta_k} \quad (\text{II.28})$$

Ker je sprememba gibalne količine med hladilom in njegovimi parami posledica vlečnih sil na stični ravnini lahko zapišemo

$$F_{ph} = \frac{3}{4} \theta_p \phi_{ph} \rho_h \frac{C_{Dph}}{l_h} |u_p - u_h| \quad (\text{II.29})$$

pri čemer je C_{Dph} koeficient upora odvisen od α , karakteristična velikost parnega mehurčka l_p pa od We_{krit} .

Izraz za silo na delec taline je sestavljen iz dveh delov, in sicer iz laminarnega in turbulentnega.

$$F_{kt} = F_{kt}^{lam} + F_{kt}^{tur} \quad (\text{II.30})$$

pri čemer je $k=p,h$. Seveda so posamezne vrednosti laminarnega in turbulentnega člena odvisne od vrednosti Re_k števila. Tako je za $Re_k^\circ < 1000$ laminarni člen sile

$$F_{kt}^{lam} = 150 \frac{\theta_k \theta_t^2}{(1 - \theta_t)^3} \frac{\eta_k}{l_t^2} \quad (\text{II.31})$$

v primeru $Re_k^\circ \geq 1000$ pa je ta člen enak 0. Podobno se ravna vrednosti pri turbulentnem členu sile. Če je $Re_k^\circ > 10$ potem lahko zapišemo za turbulenten člen nasledni izraz:

$$F_{kt}^{tur} = 1.75 \frac{\theta_k \theta_t}{(1 - \theta_t)^3} \frac{\rho_k^\circ}{l_t} |u_k - u_t| \quad (\text{II.32})$$

v primeru $Re_k^\circ \leq 10$ pa ima člen vrednost 0.

Prenos toplote

Prenos toplote med talino in hladilom je prav tako odvisen od režima toka oz. vzorca mešanice. Poglavitni je kriterij količine hladila, ki zahteva, da hladilo v celoti objame delce taline, ali pa je zmes v celoti ali vsaj delno fluidizirana. Tako je za opis tega problema bistven delež praznin α .

V področju, ko je $\alpha < 0.7$, sta pri plastnem uparjanju, bistvena mehanizma prenosa toplote s taline na hladilo, sevanje in konvekcija toplote, kar lahko zapišemo kot

$$\dot{Q}_{th} = n_t(\beta_r + \beta_c)\pi l_t^2 \theta_{th}(T_t - T_h) \quad , \quad (\text{II.33})$$

pri čemer je β_r sevalna toplotna prestopnost in β_c konvektivna toplotna prestopnost pri plastnem uparjanju. Vrednosti prenosa toplote s taline na parno fazo hladila so majhne in zato vključene v zgornji izraz.

V področju $\alpha > 0.7$ parna faza že v celoti obdaja delce taline in delce kapljevitega hladila. Toplota se tu prenaša na delce hladila s sevanjem, na parno fazo pa s konvekcijo. V tem področju se plinska faza pregreje in posredno prenaša toploto na kapljice hladila. Tako zapišemo prenos toplote s taline na kapljice hladila z izrazom

$$\dot{Q}_{th} = \min(n_h \pi l_h^2, n_t \pi l_t^2) \sigma \varepsilon_t \varepsilon_h (T_t^4 - T_h^4) \quad , \quad (\text{II.34})$$

kjer je potrebno upoštevati le ustrezno projekcijo površine delcev posameznih faz, in prenos toplote s taline na parno fazo

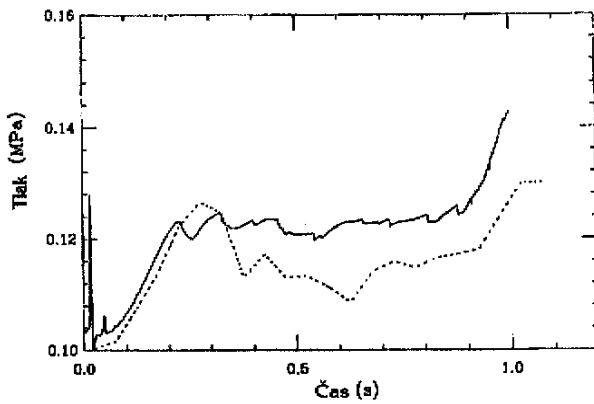
$$\dot{Q}_{tp} = n_t \phi_{tp} \pi l_t^2 \beta_c (T_t - T_p) \quad , \quad (\text{II.35})$$

pri čemer je β_c konvektivna toplotna prestopnost, ki je odvisna od Re in Pr števila. Konvektivni prenos toplote s parne faze hladila na kapljice hladila pa je podan z izrazom

$$\dot{Q}_{ph} = n_h \phi_{hp} \pi l_h^2 \frac{\xi_p}{l_h} (2 + 0.6 Re^{1/2} Pr_p^{1/3}) \quad , \quad (\text{II.36})$$

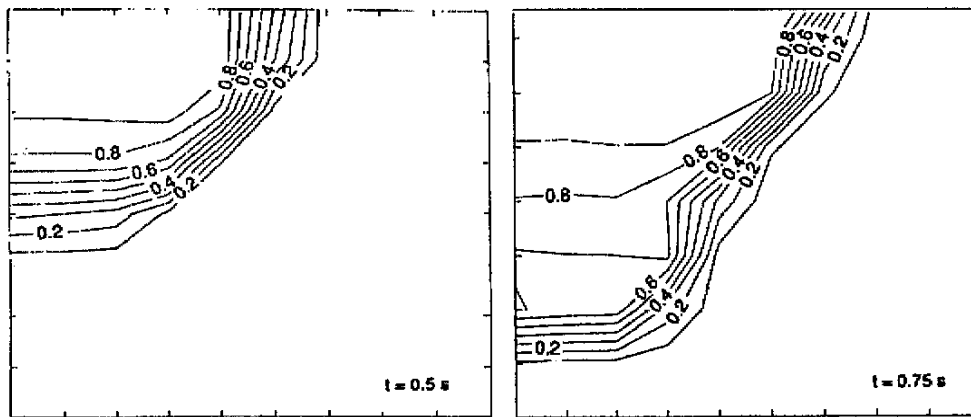
pri čemer je vrednost Re števila pridobljena na osnovi relativne hitrosti med parno in kapljevito fazo. K tem enačbam sta avtorja dodala še robne in začetne pogoje, ki so podobni pogojem v poglavju III, podrobneje pa jih tu ne bom navajal.

Rezultati simulacije so pokazali, da je upravičena zanemaritev vpliva zdrsa parne in kapljevite faze hladila, saj je proces prenosa toplote dominantnejši in v osnovi določa hitrost poteka procesa mešanja.

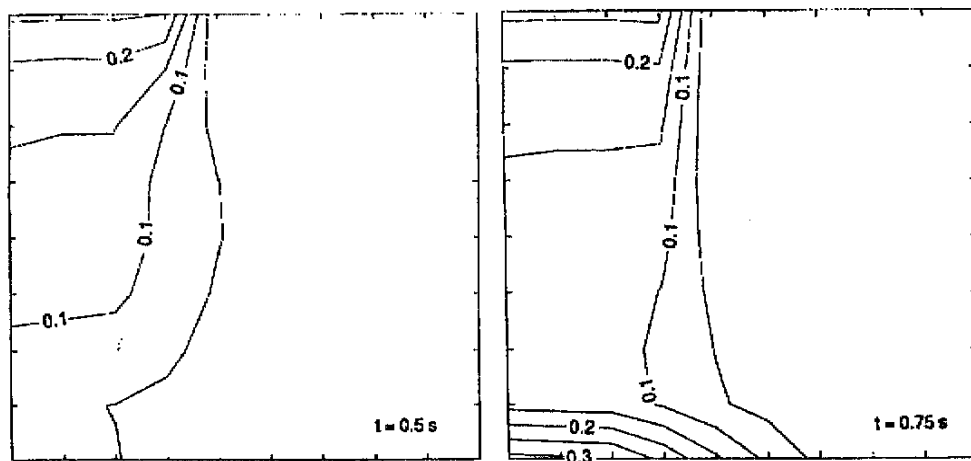


Slika II-14: Časovni potek tlaka po vstopu taline v hladilo; prekinjena črta: dvofazni model, neprekinjena črta: trofazni model [1]

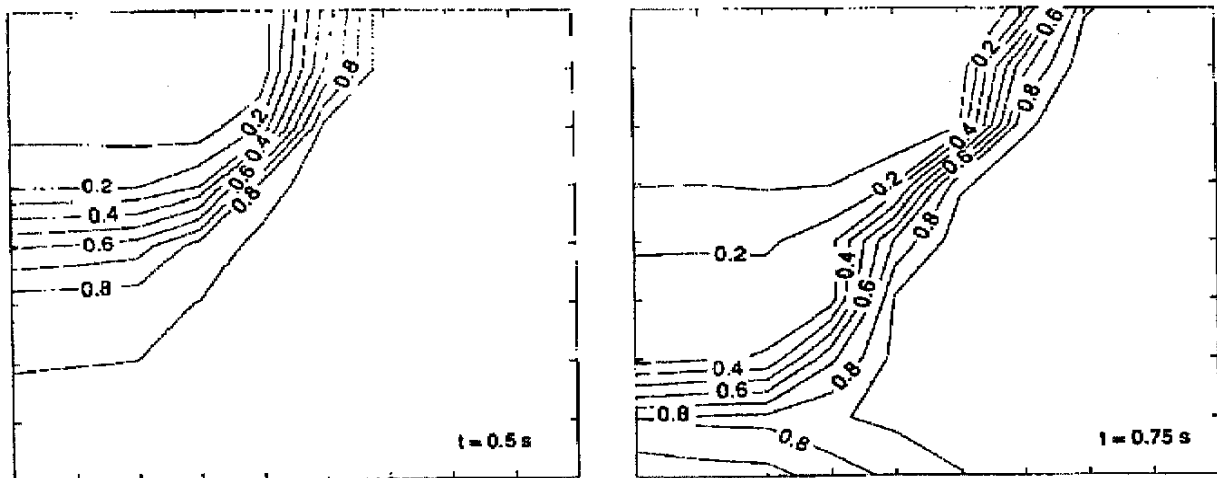
Časovni potek tlaka kaže (slika II-14) na stalno poviševanje tlaka v posodi, kar je posledica vrenja in generacije pare hladila. Najbolj presenetljiv je skokovit porast tlaka takoj na vstopu taline v hladilo, kar kaže na hitro, vendar ozko omejeno reakcijo taline s hladilom.



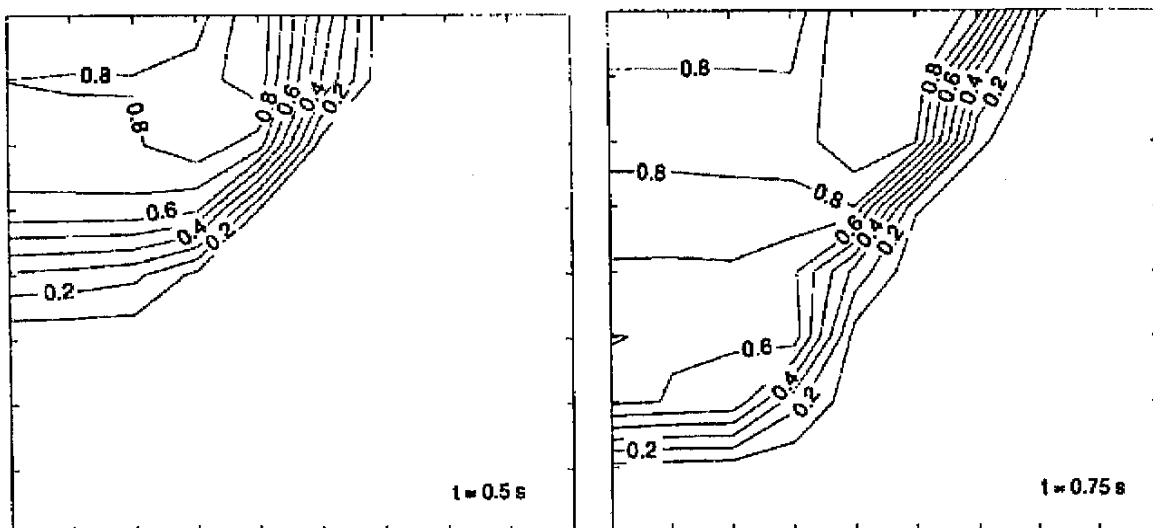
Slika II-15: Prikaz razporeditve deleža praznin pare po 0.5s in 0.75s [1]



Slika II-16: Prikaz razporeditve volumnskega deleža taline po 0.5s in 0.75s [1]

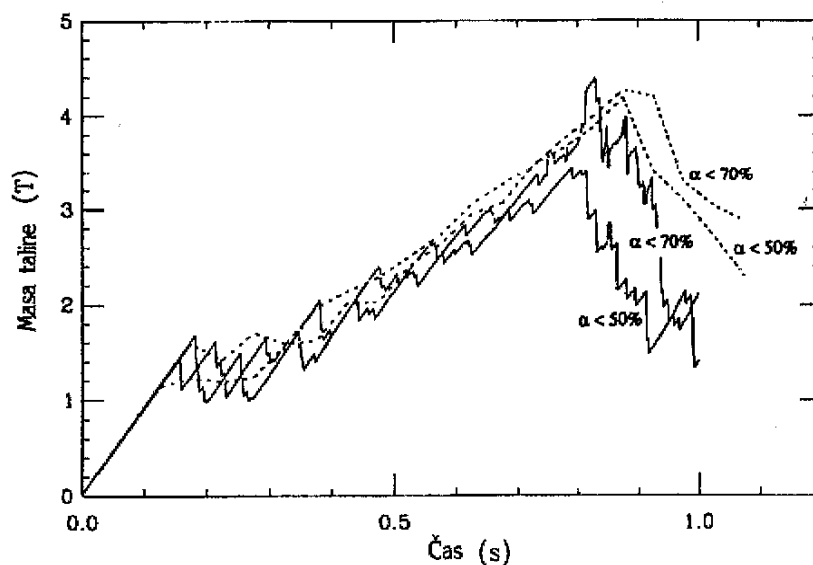


Slika II-17: Prikaz razporeditve volumskega deleža hladila po 0.5s in 0.75s [1]



Slika II-18: Prikaz razporeditve volumskega deleža pare po 0.5s in 0.75s [1]

Količina taline, ki se pomeša v homogeno zmes s hladilom in zatorej kasneje lahko sodeluje v sami eksploziji, je ob upoštevanju razporeditve vseh treh prisotnih faz ocenjena na osnovi deleža praznin: max. 4T za predpisano geometrijo. Namreč, delež praznin α mora biti nižji od 0.7. Pri vrednostih višjih od 0.7 je zmes hladila in taline že fluidizirana, kar onemogoča interakcijo med talino in hladilom.



Slika II-19: Časovni prikaz obsega mešanja; prekinjena črta: dvofazni model; neprekinjena črta: trofazni model [1]

3. PROCES SPROŽITVE REAKCIJE IN FRAGMENTACIJA

3.1 Mehanizem sprožitve

Sprožitev je lokalni pojav, ki sproži fragmentacijo taline. Verjetnost, da bo do sprožitve prišlo, je direktno povezana s stabilnostjo plašča pare, ki obdaja talino. Če je parna plast med hladilom in talino stabilna, je potreben močan sprožitveni impulz, da do interakcije pride, če pa je sistem nestabilen, lahko pride celo do spontane reakcije zaradi fluktuacij v plasti pare. To je zelo pomembno, saj oteženo proženje parne eksplozije zmanjšuje varnostna tveganja v industriji, posebno še v jedrski industriji, kot je prikazano v poglavju III.

Proces sprožitve, ki je ključen za razumevanje pojava parnih eksplozij, je do danes ostal nepojasnen. Zato je v zadnjih nekaj letih veliko pozornosti in eksperimentalnega dela posvečenega prav pojasnitvi tega mehanizma.

Buxton in Nelson (1975) sta ločila 3 različne tipe sprožitve interakcije glede na delujočo silo in sicer:

- sprožitev zaradi uparjanja hladila,
- sprožitev zaradi mehaničnih sil med talino in hladilom,
- sprožitev zaradi kemične interakcije med talino kovine in hladilom.

V osnovi se vsi ti različni načini sprožitve rezultirajo v generaciji tlačnih motenj, ki destabilizirajo plast pare.

Eksperimenti kažejo, da je večina interakcij taline in hladila sprožena z lokalnim sesedanjem parnega filma ali mehurčka. Hitro sesedanje parne plasti, ki loči talino od hladila, povzroči tlačno motnjo, ki razširi meje interakcije na okolico prvotnega kontakta. Ta verižna reakcija lahko preraste v udarni val, ki fragmentira talino in poskrbi za obilno sproščanje toplote taline zaradi povečanja površine, kar nadalje vzdržuje in širi reakcijo.

Stevens in Witte (1973) sta pri eksperimentih z bakrom in vodo opazila, da se ob prehodu iz režima mehurčnega uparjanja v režim plastnega uparjanja pojavi počasno pulziranje plasti pare, ki loči talino od hladila. Prav tako sta ugotovila, da pri določeni temperaturi taline in hladila pride do skokovite porušitve sicer zelo stabilne plasti pare. Nestabilnost parne plasti sta ločila glede na jakost v:

- a) skokovito nestabilnost, imenovano transplozija, in
- b) progresivno nestabilnost, ki je mnogo počasnejša, vzrok zanjo pa je potrebno iskati v nestabilni rasti parnih mehurčkov na površini taline.

Domnevala sta, da je vzrok nestabilnosti pulzacijsko uparjanje (pojav mehurčnega in stabilnega plastnega vretja sočasno).

Bjornand (1974) je pri eksperimentih s kositrom in vodo opazil, da je nihanje tlaka v osnovi sestavljeno iz dveh frekvenc: nihanje tlaka visoke frekvence okoli 15 kHz z nizko amplitudo, čemur sledijo tlačni valovi z nizko frekvenco okoli 1 kHz in visoko amplitudo. Pokazalo se je, da so trajanje, frekvenca in amplituda posameznega tlačnega valovanja izrazito odvisni od začetne temperature taline kositra in vode. To oscilacijsko obnašanje kaže na to, da je fragmentacijski mehanizem povezan z dinamiko parne plasti, ki obdaja kapljico taline. Še več, ta različna režima oscilacije tlaka sta dokaz za obstoj stabilnega oz. semistabilnega plastnega uparjanja, ki mu sledi porušitev plasti pare in nadalje fragmentacija površine taline.

V splošnem lahko zaključim, da prisotnost plasti pare med talino in hladilom zakasni interakcijo, vendar oscilacije in porušitev plasti pare vodijo k fragmentaciji taline. Pod določenimi pogoji pride do nenadne porušitve plasti pare, kar lahko deluje kot sprožilni mehanizem in izzove parno eksplozijo.

3.2 Mehanizmi fragmentacije

Fragmentacija taline je proces, ki bistveno vpliva na jakost prenosa toplote s taline na hladilo pri parni eksploziji in je zato danes najbolj raziskovana faza pojava parne eksplozije.

Številne modele razvrščamo glede na gonilno silo celotnega dogajanja oziroma glede na način interakcije taline in hladila. Tako v osnovi ločimo dve družini modelov in sicer hidrodinamično in termično, ki pa jo lahko še dalje podrobneje razdelimo.

3.2.1 Hidrodinamični mehanizmi

O "hidrodinamični" fragmentaciji govorimo takrat, ko zunanje sile na površino kapljice taline premagajo kohezijske sile površinske napetosti le-te. Pojavu lahko sledimo v dveh smereh:

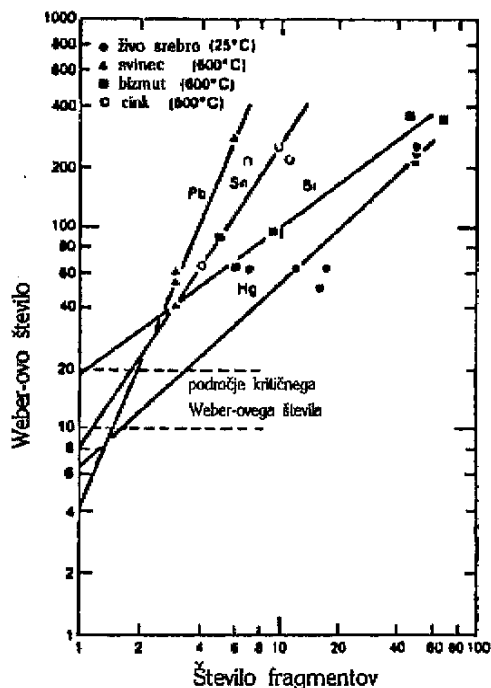
- a) Pospeševanje in upor kapljice v toku. Relativna hitrost inducira silo na površino kapljice taline, kar povzroči deformacijo in razpad kapljice.
- b) Fragmentacija zaradi udarca. Razpad kapljice je posledica udarca ob gladino hladila, pri čemer je vztrajnostna sila dovolj velika, da povzroči razbitje kapljice.

Možnost razbitja kapljice se da dobro izraziti z razmerjem med vztrajnostno silo in silo površinske napetosti. Razmerje imenujemo Webrovo število:

$$We = \frac{\rho_k u_{rel}^2 D_t}{\sigma_t} \quad (II.37)$$

Kapljica se razbije v manjše, stabilnejše oblike ko vrednost We števila preseže kritično vrednost (vztrajnostne sile so mnogo večje od sil površinskih napetosti).

Ivins (1967) je eksperimentalno z nekaterimi kovinami z nizkim tališčem in prišel do zaključka, da se kritična vrednost We števila, pri kateri pride do fragmentacije taline, giblje med 10 in 20.

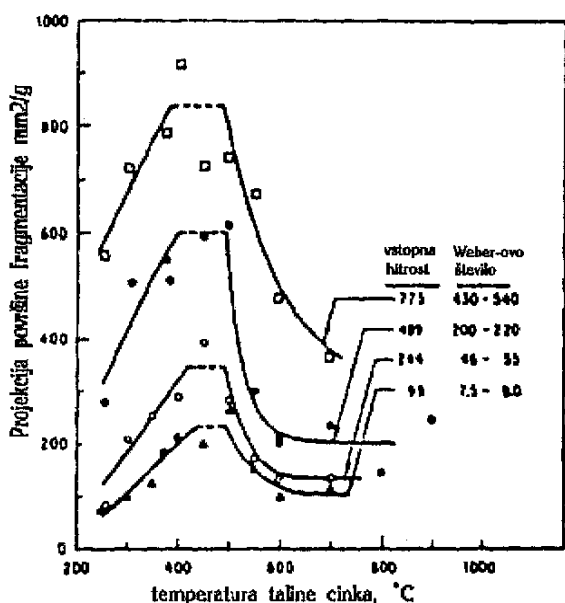


Slika II-20: Kritične vrednosti We števila za različne kovinske elemente [5]

V svojih nadaljnjih eksperimentih z Ga je prišel do ugotovitve, da je fragmentacija posledica dveh mehanizmov in sicer :

- a) dinamičnega razpada pri nizki temperaturi taline, ki je proporcionalen vrednosti We števila,
- b) razpada kapljic taline zaradi zelo intenzivnega vrenja, ki je neodvisen od vrednosti We števila.

Armstrong (1970) je ugotovil, da je fragmentacija najmočnejša le v točno določenem intervalu in začne potem upadati. Iz tega je sklepal, da ta temperaturni interval ustreza temperaturnemu intervalu maksimalne gostote toplotnega toka pri mehurčnem vrenju (slika II-21).



Slika II-21: Odvisnost jakosti fragmentacije Zn od temperature in naletne hitrosti [5]

Poleg naštetih obstaja več mehanizmov fragmentacije, ki so jih potrdili kasnejši raziskovalci; Rayleigh-Taylorjeve nestabilnosti (nadalje R-T nestabilnosti), Kelvin-Helmholtzove nestabilnosti (K-H nestabilnosti) in odnašanje mejne plasti vstopajoče taline.

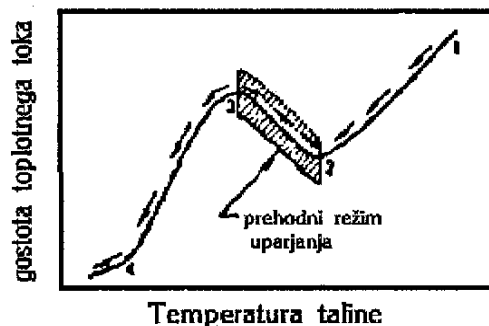
Board in Hall (1974) sta prva ugotovila, da lahko pride do eksplozije, če zaradi lokalnih interakcij naraste tlak. Plast pare se, zaradi lokalnih interakcij in posledičnega povečanja tlaka, poruši na širšem področju. Pride do sprožitve in eksplozije. Vzrok temu naj bi bile, po njunem mnenju, R-T in K-H nestabilnosti, ki se pojavijo v zmesi ob začetku interakcije. V kasnejših letih je mnogo raziskovalcev (Sharon in Bankoff, Theofanous, Chu, Baines, Corradini..) skušalo določiti pomembnost hidrodinamičnih efektov za razpad in fragmentacijo taline v hladilu. Tako je bilo ugotovljeno, da hidrodinamični efekti pri običajnih hitrostih sicer doprinesejo k hitrejšemu razpadu kapljic, nikakor pa ne odigrajo dominantne vloge v celotnem procesu. Večina resničnih primerov namreč poteka pri majhnih vstopnih hitrostih, pri katerih pa so hidrodinamične sile zanemarljive. Pomen hidrodinamičnih učinkov se poveča, če so relativne hitrosti velike.

3.2.2 Termični mehanizmi

Termično injecirani mehanizmi fragmentacije so posledica procesov vrenja, notranjih napetosti in procesov strjevanja odvisno pač od obravnavanega vira energije fragmentacije.

Učinki vrenja

Ko se raztopljeni material potopi v hladno kapljevino, ga obda neprekinjena plast pare, če je temperatura taline seveda dovolj visoka. Največji upor za prehod toplote s taline na hladilo tako predstavlja prav ta plast pare.

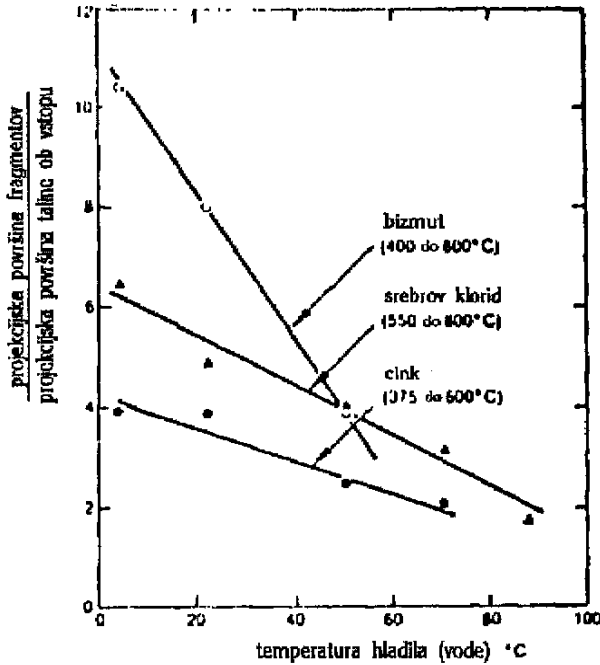


Slika II-22: Odvisnost gostote toplotnega toka od temperaturne razlike pri uparjanju [5]

Plastno uparjanje je hidrodinamično mirno, torej prispeva le malo turbulentnosti k celotnemu sistemu. Para le počasi v obliki mehurčkov zapušča plast. Ko temperatura taline pade od točke 1 do 2, se prenos toplote prav tako zmanjša. V točki 2 postane parna plast nestabilna in razpade. Vendar je temperatura še vedno nad točko vrelišča, tako da se plast pare ponovno vzpostavi. V tej fazi prehoda se kapljevina periodično dotika površine taline. Nadaljuje se v režim mehurčnega vrenja, ki se vzpostavi v točki 3. Ta režim je turbulenten zaradi rasti in sesedanja mehurčkov v bližini površine taline. Pod točko 4 je temperatura materiala že tako upadla, da doseže hladilo temperaturo nasičenja hladne kapljevine. Mehanizem prenosa toplote sedaj ne vsebuje več fazne spremembe, temveč le naravno in prisilno konvekcijo.

Swift in Baker (1965) sta tako zaključila, da je gonilna sila fragmentacije burna rast in sesedanje mehurčkov pare, kar je značilno za področje mehurčnega vrenja in prehodno področje. Fragmentacija se lahko pojavi le, če temperaturna razlika med talino in hladilom pod Leidenfrostovo točko (točka 2).

Cho in Gunter (1973) sta opravila vrsto eksperimentov, pri čemer sta spreminjala temperaturo hladila in raztaljene kovine. Pri tem sta ugotovila, da obseg fragmentacije pada z naraščanjem temperature hladila.



Slika II-23: Stopnja fragmentacije v odvisnosti od temperature hladila [5]

Bankoff in Mikesell sta analizirala rast mehurčkov in njihovo sesedanje, pri tem pa sta upoštevala le vpliv vztrajnosti kapljevine in ugotovila dva važna parametra dinamike nastajanja mehurčkov:

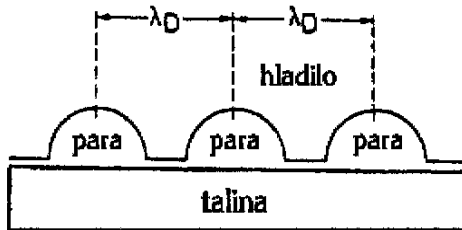
- povprečno razliko tlakov med okolico in notranjostjo mehurčka,
- mehanično delo potrebno za tvorbo mehurčka oz. potencialno energijo mehurčka

$$W = \frac{4}{3} \pi R_{p,max}^2 |\Delta p| , \quad (II.38)$$

pri čemer je $R_{p,max}$ največji polmer mehurčka in Δp tlačna razlika. Ta izraz predstavlja maksimalno potencialno energijo mehurčka, ko je le-ta največji. To energijo lahko enačimo s kinetično energijo hladila, ko se mehurček sesede. Dosleden matematični model fragmentacije taline UO_2 v tekočem Na sta izdelala Caldarola in Kastenberg (1974). Predpostavila sta sferično rast simetričnih mehurčkov, ki sta jo zapisala z Rayleighevo enačbo

$$\ddot{R}_p R_p + 1.5 \dot{R}_p^2 = \frac{(p_p - p_h)}{\rho_h} , \quad (II.39)$$

pri čemer je R_p polmer mehurčka, p_p tlak v mehurčku pare in p_h tlak v okolici, hladilu.



Slika II-24: Idealiziran model plastnega vrenja po C. in K. [5]

Mehurčki pare hladila na površini rastejo in se sesedajo. Pri tem nastajajo nestabilnosti stične ravnine med hladilom in parno fazo v obliki drobnih "mikrocurkov" hladila. Trki teh mikrocurkov s površino taline povzročajo nato fregmentacijo. Kot posledica trkov se generirajo na površini taline elastični valovi. Na osnovi akustične aproksimacije lahko tako izračunamo prenos kinetične energije s curkov na površino taline :

$$W = \frac{\pi D_{h,cur}^2}{2} t_{st} \frac{p_{st}(p_{st} - p_h)}{\rho_t c_{t,0}} \left[1 + \frac{2 c_{t,0} t_{st}}{D_{h,cur}} \right], \quad (\text{II.40})$$

pri čemer je W oddana energija curka površini taline, p_{st} tlak pred trkom curka s površino taline, t_{st} čas trajanje zastoja tlaka po trkom, $c_{t,0}$ hitrost zvoka v talini in ρ_t gostota taline. Vendar je poraba energije sesedanja mehurčkov le majhen del energije, sproščene pri mehurčnem vrenju in mnogo premalo za dokončno fregmentacijo taline goriva, kot so pokazale kasnejše raziskave.

Benz (1977) je prav tako predlagal model sesedanja parnih mehurčkov (SBK). Zavrgel je predpostavko o vzpostavitvi plasti pare na površini taline. Namesto tega je predpostavil mehurčno uparjanje, čeprav je mejna plast tedaj močno pregreta. Rast mehurčkov je, ob upoštevanju prenosa toplote pri mehurčnem vrenju, opisana z izrazom

$$R_{p,meh} = \frac{1}{2} \left[0.234 \left(\frac{\xi_h}{\rho_h E_h} \right) \left(\frac{\rho_h \sigma_h}{\eta_h^2 \Delta \psi} \right)^{0.55} Pr_h^{1/3} \right]^{0.58} (T_{t,t} - T_h)^{0.69} t^{0.69}, \quad (\text{II.41})$$

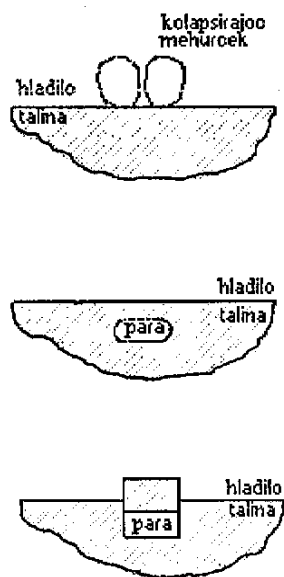
pri čemer je $T_{t,t}$ temperatura taline na stični ravnini, ξ_h toplotna prevodnost hladila, E_h uparjalna toplota hladila in $\sigma_h/\Delta\psi$ sprememba površinske napetosti zaradi središčnega kota mehurčka in η_h dinamična viskoznost hladila. Mehurčki pare rastejo do določene velikosti. Nekateri se ločijo od površine taline, ostali pa se porušijo. Sesedanje mehurčkov in povečevanje površine stične ravnine med hladilom in talino se ponavlja, dokler taline ne fregmentira. Model predpostavlja, da se pri sesedanju parnih mehurčkov sprošča energija, potrebna za povečanje površine stične ravnine. Tako se le del celotne potencialne energije parnih mehurčkov porabi pri fregmentaciji. Model je pokazal, da se začne fregmentacija tem prej in zajema tem večjo površino čim višja je temperatura taline, poleg tega se fregmentacije povečuje z naraščajočo maso taline.

Zanimivo je, da se pri tem modelu, kljub dokazano napačni predpostavki o mehurčnem vrenju, eksperimentalni rezultati dobro ujemajo z izračunanimi!

Vaughan (1979) je prav tako poskušal razviti teoretični model za določitev velikosti fragmentov taline v odvisnosti od energijskih pogojev. Kinetična energija kapljice se v tem modelu porabi za povečanje površine stične ravnine, za trenje in za povečanje kinetične energije fragmentov taline, ki se odcepijo s površine kapljice. Z ocenitvijo razpadnega časa je bil izražen najmanjši premer delca, pri katerem še lahko govorimo o enotni zgradbi.

$$R_t = \frac{\left[\frac{3}{\rho_t} + \frac{8}{\rho_h} + \frac{(6C_D)^{3/4}}{(\rho_h \rho_t)^{1/2}} F \right] \sigma_{th} m_{t,kap}}{0.5 m_{t,kap} u_t^2 + S_{th,0} \sigma_{th}} \quad (II.42)$$

pri čemer je C_D upor kapljice taline v hladilu, $m_{t,kap}$ začetna masa kapljice, $S_{th,0}$ začetna površina stične ravnine, σ_{th} površinska napetost med obema fazama in u_t hitrost kapljice.



Slika II-25: Shematski prikaz penetracijskega modela (Vaughan) [5]

Energija, ki se sprosti pri burnem uparjanju in ekspanziji ujetih kapljic hladila v talini, se pretvori v kinetično energijo čepka taline, ki leži nad ujetim hladilom kot je prikazano na sliki II-25. Pritisk pare popusti, ko se čepka taline premakne nad površino taline. Talina se na ta način fragmentira.

Pri vsej tej množici modelov in podmodelov smemo zaključiti, da mehanizem burnega vretja, nastajanja in sesedanja mehurčkov pojasnjuje tako proces fragmentacije kot tudi nastanek tlačnega vala, ki spremlja interakcijo hladila in taline. Zadovoljivo lahko razloži tudi prostorsko širjenje interakcije zaradi rušitve plasti pare v sosesčini lokalne interakcije. Vloga spontane nukleacije pare v močno pregreten hladilu, ki jo poudarjajo nekateri znanstveniki (Fauske, Ochiai, Bankoff...) še ni popolnoma razjasnjena, vendar je mogoče na osnovi do sedaj opravljenih raziskav sklepati na

omejeno vlogo tega mehanizma pri izdatni in burni fragmentaciji. Lahko sicer pripomore in poveča možnosti za doseg intenzivne fragmentacije, ne more pa biti dominanten vir energije za njeno sprožitev.

Učinki notranjih sil

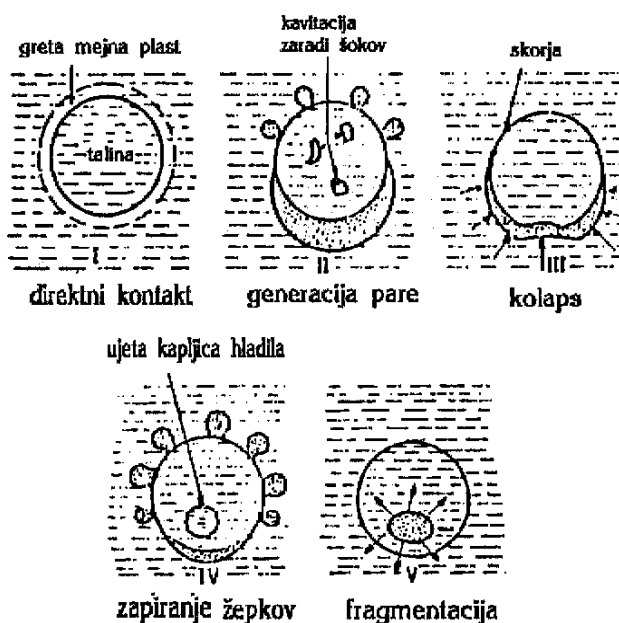
Modeli, ki imajo svojo osnovo v hidrodinamiki in procesih vrenja, pripisujejo dominantno vlogo v procesu fragmentacije taline, silam, ki delujejo iz okolice na zunanjo površino taline. Prav tako kot ti "zunanji" vplivi, pa povzročajo fragmentacijo tudi notranje sile same taline.

Notranje sile oz. napetosti so lahko posledica tako ujetosti hladila v žepkih taline, akustične kavitacije ali sproščanja raztopljenih plinov.

Long (1957) je prvi opozoril na ujetost hladila kot možen vzrok fragmentacije. Trdil je, da je fragmentacija posledica ujetosti hladila med talino na eni, in steno posode na drugi strani.

Schins (1973) je predlagal model fragmentacije, ki sloni na zmernih interakcijah taline in hladila ob spodaj navedenem sosledju dogodkov.

- a) Kontakt hladila in taline, ki povzroči nagel porast temperature hladila v bližini kontakta.
- b) Generacija parne plasti in mehurčkov pare.
- c) Asimetričen kolaps mehurčkov v prehodnem režimu vretja. Zato pride do trkov delcev hladila s površjem taline, nekaterim delcem pa uspe celo penetrirati v talino.
- d) Fragmentacija, ki je posledica notranjih pritiskov zaradi uparjanja ujetega hladila.



Slika II-26: Schinsov model postopne fragmentacije [5]

Ne smemo pa spregledati dveh važnih predpostavk, ki sta vključeni v ta model.

- a) Temperatura površja taline (kontaktna temperatura), ki greje hladilo, je manjša od temperature taline v notranjosti.
- b) Temperatura hladila je mnogo nižja od temperature nasičenja. To ima za posledico hitro sesedanje mehurčkov pare, ki rastejo v mejni plasti hladila.

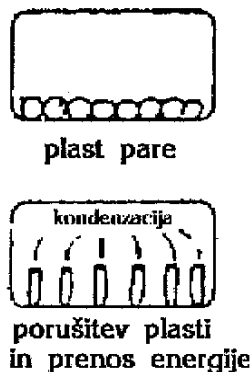
Mnogo popolnejši model sta podala Henry in Fauske (Capture Model 1976,1979). Po njunem prepričanju se po vstopu taline v hladilo tvori plast pare, ki obda kapljico taline. Plast pare je sicer stabilna, vendar lokalno oscilira. Če so nestabilnosti znatne, pride do lokalnega omočenja taline s strani hladila. V tem trenutku je možna le spontana nukleacija pare, katere potek odločilno vpliva na verjetnost nastanka parne eksplozije.

Para, ki se generira, naglo povečuje tlak na površju taline. To pa povratno vpliva na nastanek jeder, ki omogočajo generacijo pare. Kljub temu, da je temperatura na površju taline znatno nad temperaturo spontanega uparjanja, pride do zaviranja nastanka jeder in s tem obsega generacije pare. Tako je maksimalna gostota jeder odvisna od stisljivosti hladila, povečanje tlaka pa od povečanja volumna pare, povečanja gostote hladila in zvočne hitrosti v samem hladilu :

$$\Delta p = \frac{1}{2} N \rho_h D_{p,meh}^2 c_h^2 \quad (II.43)$$

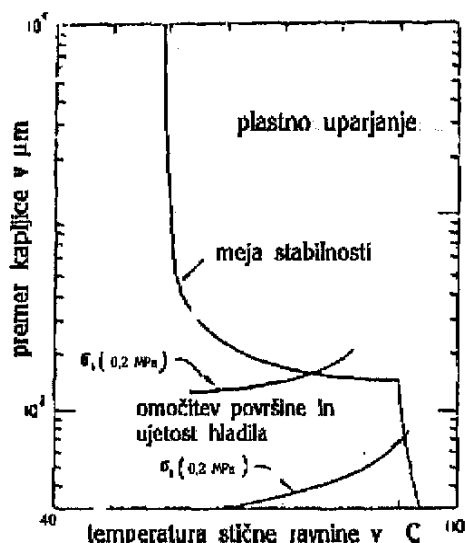
Pri maksimalni gostoti jeder na enoto površine N se lahko parni mehurčki, ki nastajajo na površini taline, zaradi interference združijo in tvorijo enotno plast pare, ki zmanjšuje prenos toplote s taline na hladilo. Če do interference med obema kapljevitema fazama ne pride, potem se para oblikuje v mehurčke, ki zaradi visokega tlaka hitro zrastejo do kondenzacijskega področja. Del hladila ostaja pri tem ujet v obliki drobnih kapljic na površini taline.

Zaradi visokega tlaka pare se mehurček širi in pritiska hladilo ob površino taline. V določeni točki pa tlak v kapljici hladila preseže tistega v mehurčku. Kapljica se zaradi visokega tlaka "odpre" in poruši mehurčno plast, ki je nastala iz plasti pregretega hladila v okolici taline. Oblikuje se udarni val, ki sproži interakcijo širših razsežnosti.



Slika II-27: Prikaz režima plastnega uparjanja in burne rasti mehurčkov pare (Henry in Fauske) [5]

Razvoj interakcije oz. parne eksplozije je odvisen od stabilnostnih kriterijev, ki so povezani s temperaturo površine taline kot je prikazano v diagramu na sliki II-28. S povečevanjem tlaka v sistemu se stabilnostni kriteriji spremenijo, reakcija začne nazadovati. Parna eksplozija je tako samoomejevalna zaradi povečanja tlaka, ki jo spremlja.



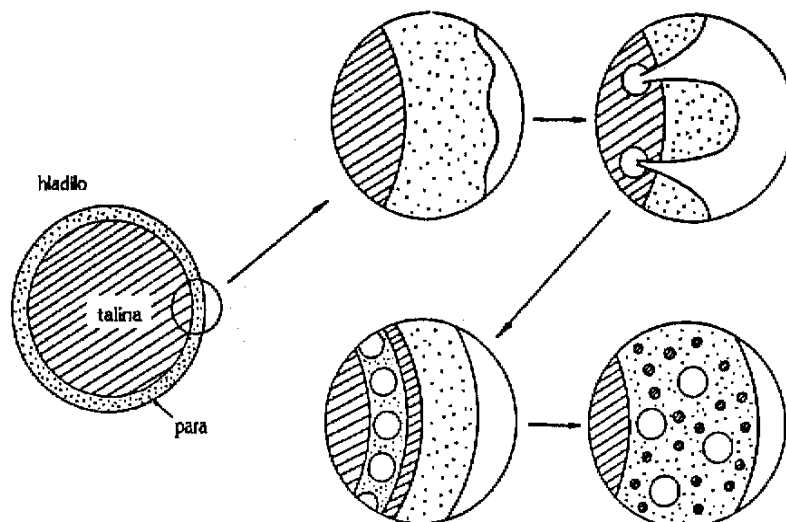
Slika II-28: Diagram stabilnosti [5]

Model sicer dobro opisuje mehanizem sprožitve parne eksplozije, vendar je nezadosten predvsem pri opisu procesa fragmentacije zaradi nekaterih omejitev:

- talina mora biti pred interakcijo že fino fragmentirana $D_i < 1mm$, kar se nikakor ne ujema z eksperimentalnimi opažanji,
- pri temperaturi stične ravnine višji od kritične temperature hladila teorija odpove,
- model predpostavlja, da mehurčki pare ne morejo zrasti čez velikost, ki jo narekujejo stabilnostni kriteriji, in
- mehanizem ne pojasnjuje zadovoljivo začetnega stika obeh kapljevityh faz, ki požene celoten proces.

Kim (1985) se je lotil modeliranja fragmentacije posamezne kapljice taline. Dogajanje je razčlenil v 4 karakteristične faze.

- Plastno uparjanje na površini kapljice taline, ki je obdana s hladilom.
- Sesedanje plasti pare zaradi zunanega tlačnega sunka, formiranje curkov hladila, kot posledica Rayleigh-Taylorjevih nestabilnosti.
- Curki hladila penetrirajo v notranjost taline in ostanejo ujeti v njej.
- Fragmentacija površja kapljice taline zaradi naglega uparjanja ujetega hladila.



Slika II-29: Razvoj fragmentacije površja kapljice taline [5]

Ta model je bil prvi, ki je obravnaval fragmentacijo iz teoretičnih izhodišč in tudi podal celoten matematičen opis dogajanja.

Epstein (1974) je predlagal model fragmentacije, ki temelji na burnem sproščanju raztopljenih plinov v talini kovine. Talina postaja med procesom ohlajanja vse bolj prenasičena z raztopljenimi plini. V določeni točki tlak postane tako visok, da pride do izbruha plinov z izredno visokim tlakom skozi površino taline. Pri tem se površina taline drobi in tako fragmentira. Proces se nato ponovi, to se pravi, da izbruhi plina tik pod površino taline odnašajo vedno nove plasti taline.

Glavni vzrok kritike tega modela je dejstvo, da so rast mehurčkov raztopljenega plina in izbruhi le-tega možni le ob izredno visokih tlakih raztopljenih plinov zaradi velike površinske napetosti raztaljene kovine. Poleg tega se model opira na predpostavko, da plinska faza v talini ne tvori stabilne faze in, da se točka nasičenja s povišanjem temperature dviga, kar pa žal ne velja v vseh primerih.

Kljub nekaterim grobim poenostavitvam, podaja ta model dobro razlago nekaterih eksperimentalnih rezultatov (Gunnerson in Cronenberg 1975).

Učinki strjevanja

Pri mehanizmih fragmentacije, predstavljenih zgoraj, je bilo predpostavljeno, da ostaja talina skozi proces fragmentacije in ohlajevanja vse skozi v kapljevitem stanju. V tem podpoglavju pa bom skušal prikazati modele, ki zajemajo tudi učinke strjevanja taline.

Talina namreč prehaja v trdno stanje, ko se ohlaja. Pri hitrem ohlajanju, ki je posledica velike

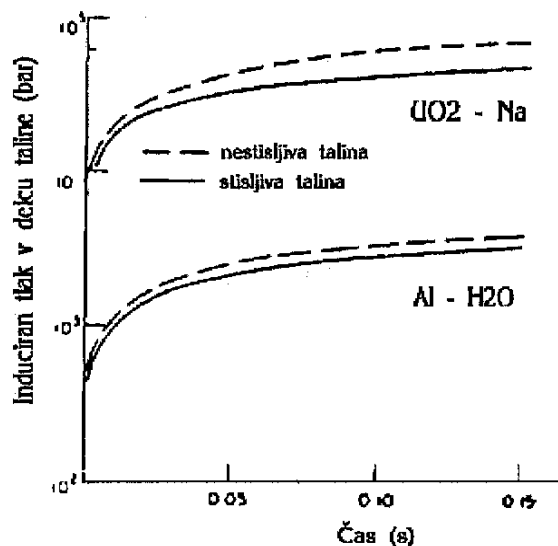
temperaturne razlike med hladilom in talino, se v kristalni strukturi razvijejo termične napetosti. Če so napetosti večje kot je strižna trdnost materiala, nastanejo v lupini razpoke.

Zyszowski (1975) je skušal pojasniti curke taline, ki se ločijo od staljene kovine, kot posledico povišanja tlaka v notranjosti taline, ki jo kristalizirana skorja vedno bolj stiska. Proces parne eksplozije je razdelil na 6 faz.

- a) V začetni fazi je kapljica taline obdana s parno plastjo hladila.
- b) Pritisk v kapljici taline narašča zaradi strjevanja površine kapljice.
- c) Izbruh drobnih curkov taline.
- d) Hitro ohlajanje curkov taline in s tem ustvarjanje direktnega kontakta med talino in parno fazo hladila.
- e) Hitro uparjanje hladila, pospremljeno z rastjo kristalov in njihovim lomljenjem.
- f) Sprožitev parne eksplozije, če je prehod toplote s curkov taline na hladilo dovolj velik.

Mehanizem, ki ga je predlagal Zyszowski in temelji na stiskanju taline zaradi kristalizacije taline na obodu kot gonilni sili fragmentacije, je možen, vendar so ga eksperimentalni podatki ovrgli.

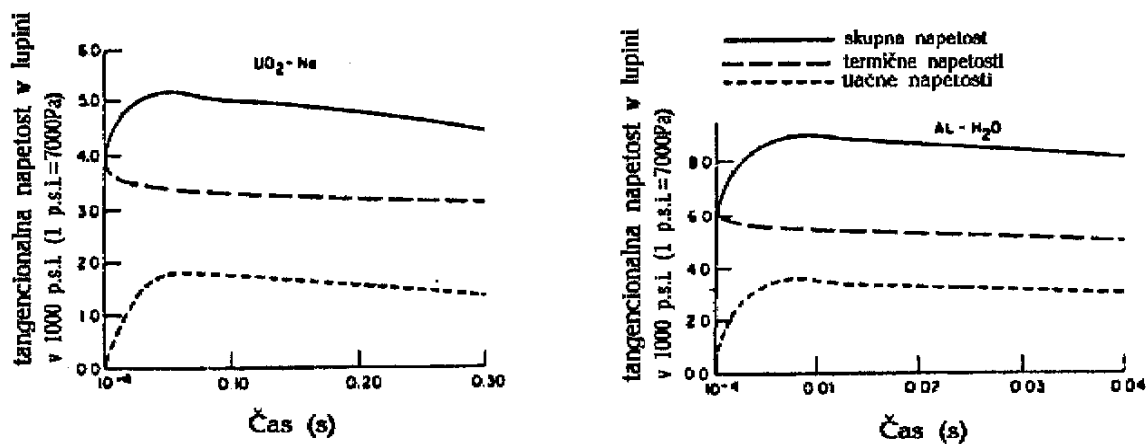
Hsiao (1972) je ugotovil, da je skupna tangencialna napetost mnogo večja kot radialna napetost in tako dominanten vzrok za pokanje oz. rušenje skorje okoli taline. Če se pojavi razpoka, bo prišlo do porušitve takoj na začetku strjevanja taline, saj se največje napetosti pojavijo na površini skorje, ko je le-ta še tanka. Napetosti upadajo z nadaljevanjem strjevanja in debeljenjem skorje.



Slika II-30: Vpliv stisljivosti taline na tlak v jedru kapljice taline [5]

Cronenberg (1974) je nadaljeval delo Hsiao in rezultate prenesel na sistem UO_2/Na . Pri tem je upošteval spremembe mehaničnih lastnosti materialov zaradi spremembe temperature, stisljivost taline v notranjosti lupine kot tudi problematiko prehoda toplote skozi lupino.

Raziskal je temperaturne profile v talini in trdi skorji, ki jo obdaja, časovno odvisnost temperaturnih profilov in obseg širjenja fronte kristalizacije. Pokazalo se je, da je proces kristalizacije taline UO_2 mnogo bolj odvisen od slabe prevodnosti taline UO_2 , kot zaradi procesa prestopa toplote. Ravno obratne so razmere pri talini Al, kjer je hitrost kristalizacije zaradi izredne prevodnosti Al omejena s procesi prestopa toplote. Zaradi zgoraj opisanih razmer je tako gradient temperature v skorji taline mnogo večji v primeru UO_2 , kar se odraža tudi v mnogo večjih napetostih. Fragmentacija se še poveča, če temperaturo hladila dodatno znižamo.



Slika II-31: Primerjava napetosti na površini kapljice taline pri UO_2 in Al [5]

Kovinski materiali se v splošnem prej plastično preoblikujejo kot pa porušijo. Zaradi tega pri interakciji talina kovine-hladilo ne pride do fragmentacije zgolj zaradi pokanja in rušitve skorje, ki obdaja talino. Mnogo bolj ugodne so razmere za fragmentacijo pri talinah oksidnih materialov npr. UO_2 . Kljub vsemu pa je lahko porušitev skorje in direktni kontakt taline s hladilom začetni mehanizem, ki sproži koherentno parno eksplozijo večjih razsežnosti.

Naslednje vprašanje, ki se pri modelu kristalizacije postavlja, je vprašanje hitrosti celotnega procesa, to se pravi: kristalizacije, naraščanja napetosti v skorji, porušitve skorje in direktnega prenosa toplote med talino in hladilom. Eksperimenti namreč kažejo, da je čas, v katerem se razvije burna interakcija med talino in hladilom prekratek. Iz tega sledi, da se glavnina kristalizacije taline večine materialov dogodi šele po interakciji in fragmentaciji taline.

4. STOPNJEVANJE IN ŠIRJENJE EKSPLOZIJE

Obstajata dve večji družini teoretičnih hipotez, ki skušata opisati potek parne eksplozije. Prva, ki izvira od Fauskeja in njegove skupine, je takoimenovana teorija spontane nukleacije. Druga formulacija pojava prihaja od Boarda in Halla in je poznana pod imenom termični detonacijski model. Po njunem mnenju temelji širjenje eksplozije samo na hidrodinamični fragmentaciji za tlačnim udarnim valom.

4.1 Teorija spontane nukleacije

Fauske (1974) je predlagal hipotezo, ki bi razložila pojav parnih eksplozij kot skupino pogojev oz. kriterijev, ki opisujejo spontano nukleacijo pare kot verjetni mehanizem parne eksplozije. Da bi lažje razumeli kriterije, moram omeniti še nekaj temeljnih dejstev, veljavnih v tem primeru. Temperatura stične ravnine pri kontaktu dveh "neskončnih mas", ki imata različni temperaturi, je podana z izrazom

$$T_i = \frac{T_t \cdot \left(\frac{\xi}{\gamma}\right)_t + T_h \cdot \left(\frac{\xi}{\gamma}\right)_h}{\left(\frac{\xi}{\gamma}\right)_t + \left(\frac{\xi}{\gamma}\right)_h}, \quad (\text{II.44})$$

pri čemer je T_t temperatura stične ravnine, T_i temperatura taline, T_h temperatura hladila, ξ toplotna prevodnost posamezne faze in γ termična difuzivnost.

Nadalje je potrebno omeniti, da se mehurčki pare tvorijo v prostornini vode zaradi molekularnih fluktuacij. To pomeni, da se para v hladilu oblikuje, ko je velikost nukleacijskih jeder večja ali vsak enaka kritični velikosti.

$$p_p - p_h = \frac{2\sigma_h}{R_{p,krit}}, \quad (\text{II.45})$$

pri čemer je p_p tlak pare v notranjosti nukleacijskega jedra, p_h tlak v hladilu, ki mu je izpostavljeno jedro in $R_{p,krit}$ kritični premer jedra parnega mehurčka.

Pri podanem notranjem tlaku p_p je jedro nestabilno in propade, če je njegova velikost manjša od $R_{p,krit}$ oziroma se povečuje, če je velikost jedra večja od $R_{p,krit}$. Delo, potrebno za oblikovanje takšnega sferičnega nukleacijskega jedra, je podano z izrazom

$$W = 4\pi R_{p,krit}^2 \cdot \sigma_h - \frac{4}{3}\pi R_{p,krit}^3 (p_p - p_h) \quad (\text{II.46})$$

V stanju ravnotežja lahko izraz II.46 zapišemo z enačbo

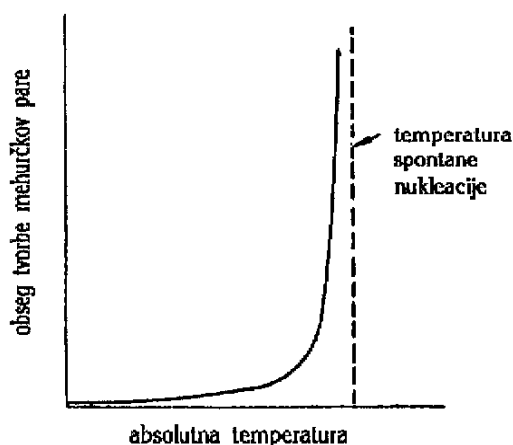
$$W_{eq} = \frac{16}{3} \cdot \frac{\sigma_k^3}{(p_p - p_k)^2} \quad (II.47)$$

Tako dobimo končno množino nukleacijskih jeder na enoto volumna in časa

$$J = v \cdot M \cdot e^{-\frac{W_{eq}}{k_B T}} \quad (II.48)$$

pri čemer je $M=10^{22} \text{ cm}^{-3}$ konstanta približno enaka številu molekul v enoti prostornine in $v=10^{10} \text{ s}^{-1}$ frekvenca trkov molekul hladila, ki je funkcija temperature. Koeficient $W_{eq}/k_B T$ imenujemo Gibbsovo število G , in predstavlja razmerje med energijo potrebno za tvorbo jedra in kinetično energijo molekule.

Množina nukleacijskih jeder J je močno odvisna od temperature in se lahko spremeni za nekaj magnitud, če se temperatura spremeni le za nekaj stopinj.



Slika II-32: Vpliv temperature na obseg tvorbe nukleacijskih jeder [5]

Nad specifično vrednostjo $J_{hn}=10^{10}$ se tvori tako velika množina jeder, da metastabilna kapljevina mora spremeniti agregatno stanje. Ustrezna temperatura $T_{hn}=T(J_{hn})$ se imenuje temperatura homogenega uparjanja (za vodo $T_{hn}=310^\circ\text{C}$). Če se nastajanje nukleacijskih jeder in uparjanje odvija na stični ravnini dveh kapljevih faz (talina-hladilo), potem je potrebno delo močno odvisno od omočljivosti površine grela z uparjajočo se kapljevino. Potrebna temperatura, pri kateri pride do spontanega uparjanja, se giblje med temperaturo nasičenja, če je kot omočenja med površinama 180° , in temperaturo homogenega uparjanja, če je kot omočenja med površinama 0° .

Na osnovi teh konceptov je Fauske zasnoval naslednje kriterije, ki vodijo do parne eksplozije širših razsežnosti.

- Obstoj plastnega uparjanja, tako da parna plast loči hladilo in talino ter dovoljuje grobo mešanje obeh faz, brez znatnega prenosa toplote.

- b) Direktni kontakt med hladilom in talino, ki je posledica rušitve plasti pare.
- c) Eksplozivno uparjanje se pojavi takoj po kontaktu, pri čemer mora temperatura stične ravnine preseči temperaturo spontanega uparjanja. To povzroči naglo fragmentacijo in mešanje vroče in hladne kapljevine.
- d) Ustrezne notranje napetosti v talini so potrebne, da se ohrani proces fragmentacije in s tem širjenje udarnega vala.

Kasnejši avtorji so temu modelu očitali mnogo pomanjkljivosti, saj ne obravnava vseh dejavnikov, ki so potrebni za parno eksplozijo.

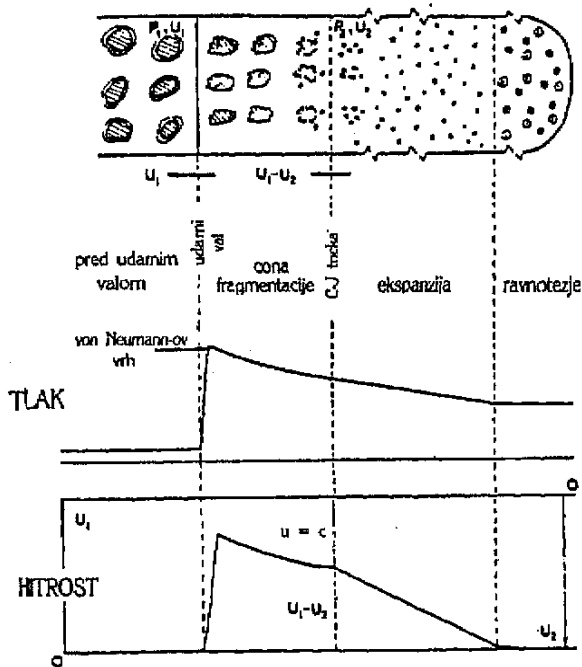
- a) Model ne obravnava ne količine taline ne količine hladila, ki sta prisotni pri interakciji in sta bistveni za oceno učinkovitosti eksplozije ter sprostitve mehanske energije. Poleg tega model ne podaja mehanizma, ki bi razložil fragmentacijo taline in spreminjanje tlaka med eksplozijo.
- b) Fauske trdi, da mora biti temperatura stične ravnine nad temperaturo spontanega uparjanja. Kot je videti, pa to ni nujen pogoj. Dokazane so bile namreč izjeme, ki pa jih teorija spontane nukleacije ne zna zadovoljivo razložiti.
- c) Tudi zgornja temperaturna meja T_{krit} , ki jo predpisuje ta model, je bila eksperimentalno že presežena. To pomeni, da se parna eksplozija lahko pojavi tudi pri temperaturi stične ravnine, višji od kritične temperature hladila. To močno omejuje uporabnost modela, saj bi bila temperatura stične ravnine med UO_2 in vodo v jedrskem reaktorju precej nad T_{krit} .
- d) Prav tako je bila ovržena predpostavka, da naraščanje tlaka v sistemu duši mehanizem spontanega proženja in stopnjevanja parne eksplozije, dokler ga popolnoma ne zaduši. Novejši poskusi kažejo na to, da povečanje ambientalnega tlaka sicer zmanjšuje možnost sprožitve parne eksplozije, ne more pa ustaviti njenega napredovanja in širjenja.
- e) Model prav tako ne zajema učinka strjevanja taline in njegove posledice.

Vrednost modela je danes že precej okrnjena, še vedno pa teorija spontane nukleacije zaradi pregretja kapljevine zadovoljivo pojasnjuje začetne pojave proženja in stopnjevanja parne eksplozije.

4.2 Termični detonacijski model

Board in Hall (1974) sta prišla na idejo, da bi povezala dogajanje in mehanizme, ki so bili znani pri procesu kemične detonacije, s pojavom parne eksplozije. Tako sta teoretični model stacionarnega enodimenzionalnega širjenja kemične eksplozije uporabila za model ravnega udarnega vala, ki se širi skozi grobo mešanico taline in hladila. Opazovanje eksperimentov ju je namreč prepričalo, da je širjenje parne eksplozije odvisno v glavnem od fragmentacije in procesov mešanja za fronto tlačnega udarnega vala.

To je v osnovi drugačen mehanizem fragmentacije, kot ga je predlagal Fauske v teoriji spontane nukleacije. Kljub temu pa se mehanizma ne izključujeta, temveč se pravzaprav dopolnjujeta. Medtem ko koncept spontane nukleacije zadovoljivo razlaga sprožitev in stopnjevanje eksplozije, pa termični detonacijski model pojasnjuje hidrodinamične sile, ki postanejo dominantne za tlačno fronto udarnega vala. Oglejmo si primer širjenja udarnega vala skozi dolgo cev, v kateri je groba zmes taline in hladila.



Slika II-33: Termični model širjenja udarnega vala [5]

Če je širjenje tlačne fronte udarnega vala stacionarno, lahko za homogeno stanje mešanice pred in za tlačno fronto napišemo enačbe ohranitve mase, gibalne količine in energije.

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad , \quad (II.49)$$

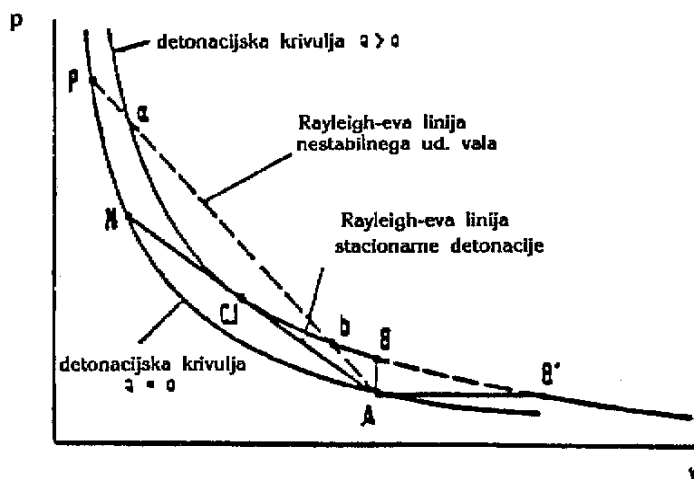
$$\rho_1 u_1^2 + p_1 = \rho_2 u_2^2 + p_2 \quad , \quad (II.50)$$

$$h_1 + \frac{u_1^2}{2} = h_2 + \frac{u_2^2}{2} \quad , \quad (II.51)$$

pri čemer je ρ gostota, u hitrost in h specifična entalpija. Če združimo enačbe II.49, II.50 in II.51, lahko izpeljemo enačbo, ki povezuje stanje zmesi, ki izstopa iz udarnega vala, s stanjem zmesi, ki vanj vstopa :

$$\frac{1}{2} \cdot (p_1 - p_2) \cdot \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right) = u_2 - u_1 \quad . \quad (II.52)$$

Enačba II.50 skupaj z enačbami stanja zmesi, ki izstopa iz udarnega vala $p_2 = f(\rho_2, u_2)$ in stanja zmesi, ki vstopa $p_1 = f(\rho_1, u_1)$, daje odvisnost, ki jo lahko prikažemo na diagramu in jo imenujemo Hugoniotova krivulja ali tudi krivulja adiabatnega udarnega vala (shock adiabetic curve),



Slika II-34:
Hugoniotova krivulja [5]

pri čemer je A točka začetnega stanja, N von Neumannov vrh in CJ Chapman-Jouguetova točka.

Eksplozija je stabilna in se hkrati ohranja pri potovanju skozi zmes taline in hladila le v primeru, ko je končna zmes v ravnotežju. Temu stanju ustreza le ena točka v diagramu: točka CJ.

Hitrost u_1 , s katero se frontalni val širi, je večja od zvočne hitrosti. Hitrost zmesi na začetku udarnega vala upade, kar ustreza točki N, nato pa, zaradi fragmentacije in prenosa toplotne energije s taline na hladilo, naraste tako, da doseže hitrost zvoka pri izstopu iz udarnega vala (Chapman-Jouguetov pogoj). Tlak in gostota narasteta na fronti udarnega vala prav tako do točke N, ki leži na Hugoniotovi krivulji.

Board je bil prepričan, da dovolj močna tlačna fronta, ki se širi skozi zmes povzroči zaradi velikih relativnih hitrosti v bližini tlačne fronte udarnega vala popolno fragmentacijo in hiter prenos toplote s taline na hladilo. Udarni val pušča za seboj zmes v termičnem ravnotežju z visokim tlakom, ki zaradi ekspanzije potiska udarni val naprej. Do fragmentacije naj bi po njegovem prišlo zaradi dveh vzrokov in sicer zaradi:

- popolne porušitve plasti pare in
- Kelvin-Helmholtzovih nestabilnosti in odnašanja mejne plasti taline zaradi različnih hitrosti taline in obdajajočega hladila pri prehodu vala skozi zmes.

V naslednjih letih sta Board in Hall model posplošila in vanj vključila še pojave, kot so bočni tok zmesi, zdrs faz na stični ravnini in ekspanzijo hladila. Sedaj model zadovoljivo opisuje tako reakcijo z visokim kvocientom pretvorbe termične energije v kinetično, kot tudi reakcijo z nizkim kvocientom pretvorbe.

Kritike, ki so se pojavile, so izvirale iz dejstva, da je termični detonacijski model makroskopski model, ki ne more zadovoljivo opisati lokalnega dogajanja med interakcijo taline s hladilom. Tako so bile izpostavljene naslednje pomanjkljivosti.

- a) Stacionarni detonacijski model predvideva za sprožitev parne eksplozije močen tlačni sunek, kar so številni eksperimenti ovrgli; reakcija je lahko tudi spontana.
- b) Prav tako ne upošteva različne teže posameznih faz, kar bi prineslo različne hitrosti posameznih faz za fronto udarnega vala.
- c) Hidrodinamični mehanizem odnašanja mejne plasti taline ni dovolj hiter, da bi lahko imel za posledico termično detonacijo. Relativne hitrosti med talino in hladilom namreč niso tako velike, kot se je na začetku predvidevalo.
- d) Chapman-Jouguetov detonacijski model, je bil razvit na osnovi enofazne monoreakcijske kemične eksplozije in ne opisuje z zadostno natančnostjo potek večfazne termične eksplozije.

5. EKSPANZIJA IN OPRAVLJANJE DELA

Pri interakciji med talino in hladilom lahko pride do parne eksplozije in generacije pare z visokim tlakom. Ta para opravlja delo na okolico, kar ob zadostni jakosti privede do poškodb opreme in generacije izstrelka. Cilj modeliranja ekspanzije parne eksplozije je tako ugotoviti sposobnost udarnega vala, da povzroči poškodbe.

Obstajajo štiri osnovne skupine modelov faze širjenja in ekspanzije:

- a) termodinamični ekspanzijski modeli,
- b) parametrični modeli,
- c) mehanistični modeli,
- d) eksplozijsko-ekspanzijski modeli,

od katerih pa bom natančneje prikazal le zadnji dve skupini.

5.1 Termodinamični ekspanzijski modeli

Termodinamični modeli temeljijo na masnih in energijskih bilancah ter ne upoštevajo kinematičnih dejavnikov širjenja udarnega vala. Podajajo nam oceno največjega potencialnega dela, ki se lahko sprosti, glede na količino mase taline in hladila, ki sodelujeta v eksploziji. Delovni potencial je lahko podan z dvema veličinama končnega stanja in sicer s tlakom ali s prostornino po končani ekspanziji.

Ekspanzija je pri tem največkrat obravnavana izentropno. Nekateri novejši poizkusi (Hall 1985) pa gredo v smeri neizentropičnosti toka zmesi, pri čemer je tok določen z začetnim in končnim stanjem ter Bernouillijevim teoremom, ki povezuje obe stanji.

5.2 Parametrični modeli

Za realistično oceno delazmožnosti je potrebno poleg termodinamičnih dejavnikov upoštevati še dinamične mehanizme, ki so prisotni pri interakciji. Tako so bili prvi parametrični modeli razviti, da bi omogočili izračun histograma tlaka pri parni eksploziji in s tem povezano delo, ki se sprosti v okolico ob upoštevanju nedoločenosti pri obsegu kontakta taline in hladila, obsega fragmentacije, popolnosti mešanja in prenosu toplote. Te pomanjkljivosti so bile presežene z nekaterimi empiričnimi nastavki.

Ena od variant takšnega parametričnega izračuna in njeni rezultati so podrobneje predstavljeni v poglavju III.

5.3 Mehanistični modeli

Mehanistični modeli so bili razviti, da bi čim boljše zajeli mehanistično obnašanje zmesi ob parni eksploziji in razložili eksperimentalna opažanja pri interakcijah širših razsežnosti. Ti modeli skušajo kinetiko širjenja udarnega vala, fragmentacijo taline in prenos toplote opisati z vstavljanjem zapletenih fizikalnih nastavkov v enačbe ohranitvenih zakonov.

Prvi mehanistični model parne eksplozije je bil stacionarni detonacijski model, ki ga je podal **Board** (1974, 1975). V njem razčlenjuje potek parne eksplozije v tri faze.

- a) Talina in hladilo sta grobo pomešana z relativno slabim medsebojnim prenosom toplote.
- b) Začetni tlačni sunek predstavlja sprožitev, ki inducira lokalno interakcijo. Tlačni sunek se širi skozi grobo zmes taline in hladila, kar povzroči rušitev plasti pare.
- c) Hidrodinamični in termični mehanizmi vodijo do popolne fragmentacije kapljic taline, kar povzroči nagel prenos toplote s taline na hladilo in posledično ekspanzijo hladila.

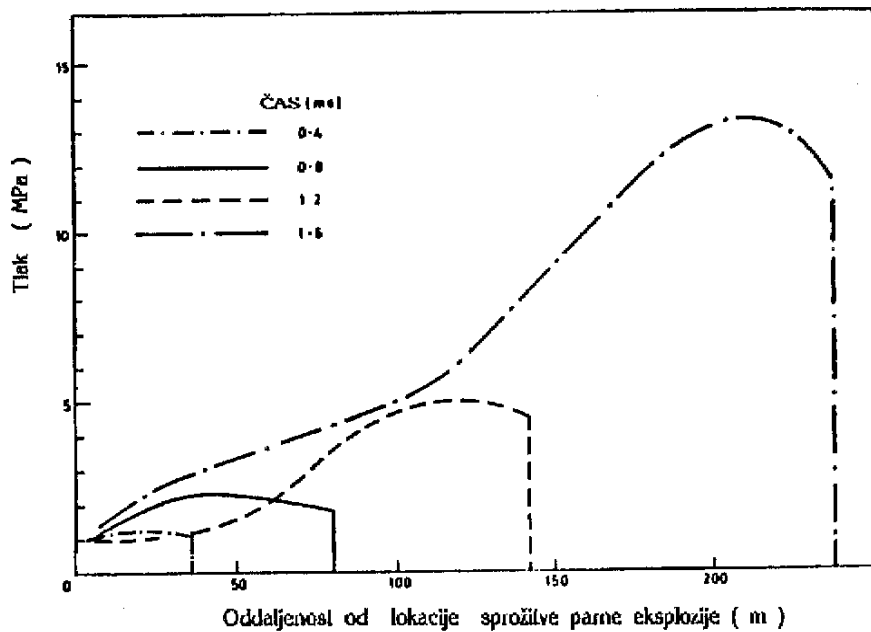
Prvotni Boardov model je predpostavljal v zmesi med fragmentacijo termodinamično in kinetično ravnotežje, kar pomeni, da sta hitrosti fragmentov taline in hladila vseskozi enaki. Pomanjkljivost modela je bila, da je predpostavljal visok kvocient pretvorbe termične energije v mehansko delo, kar pa ni bilo potrjeno.

Zato sta **Hall in Board** (1977, 1979) model izpopolnila in razvila "stacionarni parni detonacijski" model, ki dopušča v zmesi termična neravnotežna stanja zaradi generacije pare v področju reakcije. Para naj bi se takoj za tlačno fronto udarnega vala kondenzirala, saj se tlak poviša nad točko nasičenja. Po prehodu udarnega vala tlak spet pade in prične se ponovno uparjanje hladila. Ta "sekundarna" generacija pare nato duši nadaljnji prenos toplote s taline na hladilo. Tako se da obrazložiti eksperimentalno ugotovljeno nizko vrednost kvocienta pretvorbe termične energije v mehansko delo.

Ker Hall in Boardov model še vedno ni upošteval relativne hitrosti med hladilom in fragmenti taline, se je pojavilo mnogo različnih stacionarnih modelov, ki so skušali vključiti razliko hitrosti med posameznimi fazami. Tako je bil teoretično dokazan in raziskan obstoj samoohranjajočega in stacionarnega detonacijskega vala.

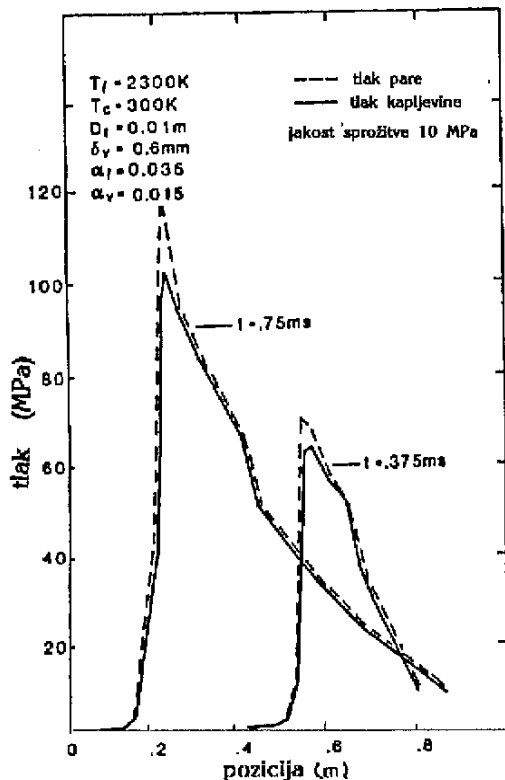
Vendar je predpostavka o stacionarnih razmerah pri parni eksploziji precej oddaljena od realne slike dogajanja pri eksperimentih in v primeru nesreče. V teh primerih, za razliko od stacionarnega modela, ki zahteva močan tlačni sunek za sprožitev interakcije (100-1000 bar), prihaja do eksplozije tudi pri mnogo manj močnih sunkih ali celo spontano, kot posledica nestabilnosti plasti pare. S tega stališča je bilo nujno poiskati tranzienten model, ki bi razrešil nastalo pomanjkljivost.

Fishlock (1979) je razvil enodimenzionalen termični detonacijski model, ki je zasnovan na Lagrangeovem hidrodinamičnem pristopu. Svoj teoretični model je zaključil z ugotovitvijo, da je hitro stopnjevanje interakcije možno že pri majhnih motnjah, ker začetna fragmentacija taline v udarnem valu močno prispeva k obsegu fragmentacije taline za njim, kar vpliva na jakost prenosa toplote in s tem na možnost nadaljnega stopnjevanja in širitev eksplozije.



Slika II-35:
Stopnjevanje eksplozije
v odvisnosti od časa pri
reakciji Al/H₂O [5]

Corradini (1981) je prav tako izbral za svoj enodimenzionalni model Lagrangeov pristop. Termični fragmentacijski mehanizem, uporabljen v tem izračunu se naslanja na dejstvo, da visok tlak pare, ki je posledica burne generacije ob rušitvi parne plasti, povzroči Taylorjeve nestabilnosti, kar je vzrok za nastanek curkov hladila, ki fragmentirajo kapljico taline.



Zaključek je podoben ugotovitvam Fishlocka. Namreč, detonacija parne eksplozije lahko izvira že iz rahle motnje, ki služi kot sprožilec. Vendar pri tem modelu detonacija ne doseže stacionarnega stanja tudi po več metrih širjenja; tlak zaradi interakcije lokalno zelo naraste, nato pa začne upadati, do stopnjevanja in vzdrževanja eksplozije pa ne pride. Za sprožitev samoohranjajoče verižne reakcije bi bili potrebni močnejši sprožilni impulzi $p_{sprožitev} > 10 \text{ bar}$.

Slika II-36:
Enodimenzionalni termični fragmentacijski
model širjenja eksplozije skozi mešanico
taline in hladila (Corradini) [5]

Oh in Corradini (1985) sta na osnovi podatkov pridobljenih pri FITS eksperimentih v SANDIA laboratorijih izpopolnila predhodni model. Razvit je bil takoimenovani dinamični model fragmentacije taline. Model sloni prav tako na konceptu cikličnega penetriranja hladila v obliki drobnih curkov v talino. Obseg fragmentacije taline je v tem primeru podan z izrazom

$$\dot{m}_{frag} = \left[\frac{\rho_t \cdot N_{t,frag} \cdot \pi \cdot D_{t,frag}^2 \cdot u_{t,frag}}{3} \right] \cdot e^{-\left(\frac{2 \cdot u_{t,frag} \cdot t}{D_{t,frag}} \right)}, \quad (II.53)$$

pri čemer je $u_{t,frag}$ hitrost fragmentacije, $N_{t,frag}$ število fragmentov s premerom $D_{t,frag}$ in t izmerjeni čas fragmentacije.

Model prav tako vsebuje omejitvev fragmentacije taline. Ko kapljevita faza hladila ne obdaja več kapljic taline, se prekinejo tudi ciklusi penetracije curkov hladila v talino. Zmes je fluidizirana. Iz tega se da sklepati, da je verjetnost pojava parne eksplozije in jakost le-te močno odvisna od začetnih pogojev, to je mase taline, mase hladila in deleža praznin. Več o vplivnostnih faktorjih parne eksplozije je podano v poglavju III.

5.4 Eksplozijsko-ekspanzijski modeli

Gre za relativno enostavne dinamične modele fragmentacije taline, ki podajajo opis poteka širjenja parne eksplozije in ekspanzije v večfaznem sistemu z osnovnimi hidrodinamičnimi enačbami zakonov ohranitve mase, gibalne količine in energije.

Večdimenzionalni, večfazni numerični modeli so tako zelo obseženi, da so z današnjimi zmogljivostmi nerešljivi. Da bi bila simulacija možna, so splošnim hidrodinamičnim enačbam dodani še eksperimentalno potrjeni empirični nastavki. To in pa različni načini sklopljenja in diskretizacije osnovnih hidrodinamičnih diferencialnih enačb so bistvene razlike, ki karakterizirajo posamezne modele.

Tako sta **Coddington** in **Staniforth** (1980) oprla svoje izračune na računalniški program, imenovan "SIMMER code". Model obravnava problem dvodimenzionalno in dovoljuje direktno obravnavo večfaznega toka. To pomeni, da obravnava kapljevito in parno fazo hladila kot ločeni fazi. Prednost takšne obravnave je v neposrednem spremljanju spremembe veličin ob sesedanju plasti pare in burni generaciji pare hladila, kot posledice izdatnega prenosa toplote pri fragmentaciji.

Vendar pa ta model vsebuje tudi nekaj pomanjkljivosti. Tako na primer v prenos toplote ne vključuje mehanizma sevanja, prav tako pa ne vključuje različnih hitrosti fragmentov taline in hladila, kar vpliva na prikaz obsega fragmentacije zaradi hidrodinamičnih sil.

Corradini (1981) je razvil preprost dvodimenzionalen empirični model z računalniškim programom imenovanim "CSQ code". Ta model obravnava parno eksplozijo kot kemično eksplozijo. Zmes hladila, pare in taline je v tem primeru analogna kemičnemu eksplozivu. Ta koncept sloni na predpostavki, da je v eksplozijski coni interakcija med talino in hladilom tako hitra, da se vzpostavi lokalno termično ravnotežje, še preden zmes ekspandira.

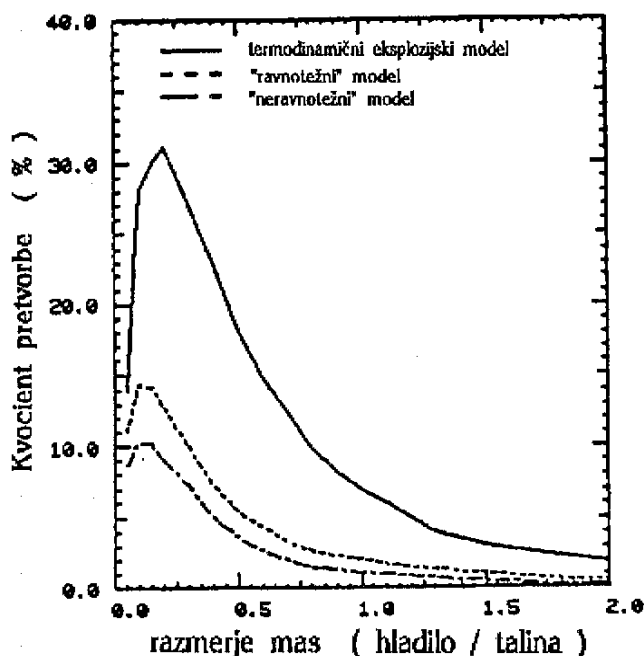
Corradinijev model zadovoljivo podaja za določen histogram tlaka kvocient pretvorbe termične energije v kinetično, ekspanzijsko hitrost zmesi in potrebno maso hladila za določeno vstopno maso taline. Modelu je potrebno na vstopu predpisati:

- a) hitrost širjenja eksplozije,
- b) potreben čas za doseg ravnovesja med talino in hladilom, in
- c) množino prenosa toplote v področju interakcije na enoto mase hladila.

Ker je potrebno najvažnejše parametre na začetku preračuna predpisati, je ta empirični model uporaben le kot orodje za obdelavo eksperimentalnih podatkov in za parametrične preračune ekspanzije.

Hadid (1985) je za postavitev svojega večdimenzionalnega večfaznega modela uporabil računalniški program, znan pod imenom " PHOENIX code". Model lahko razreši enačbe ohranitvenih zakonov v eni, dveh ali treh dimenzijah, tako v kartezijskem kot v cilindričnem koordinatnem sistemu. Enačbe so lahko zapisane v implicitni obliki, model pa vrednosti izračunava iterativno.

Pomanjkljivost modela je, da je potrebno kot vstopni parameter podati velikost delcev taline, to se pravi, da model ne obravnava vstopnega curka taline in njegovega razpada. Poleg tega izračunava model kvocient pretvorbe termične energije v kinetično po termodinamičnem principu, kar daje vrednosti, ki so glede na ostale modele in eksperimentalne podatke močno precenjene.



Slika II-38: Primerjava vrednosti kvocienta pretvorbe termične energije v kinetično za različne modele [5]

III. VERJETNOSTNA ANALIZA VARNOSTI JEDRSKEGA REAKTORJA

V tem poglavju želim odgovoriti na vprašanje, s kolikšno verjetnostjo se lahko v jedrski elektrarni dogodi nesreča, katere vzrok bi bila parna eksplozija in kakšna je verjetnost, da so posledice usodne za okoliško populacijo.

V osnovi ločimo, glede na lokacijo stika taline in hladila, dve vrsti parnih eksplozij. Če pride do parne eksplozije v reaktorski posodi govorimo o "notranji" (in-vessel) eksploziji, v primeru parne eksplozije zunaj reaktorske posode pa o "zunanji" (ex-vessel) eksploziji.

Pri interakciji taline in hladila izven reaktorske posode je masa sodelujoče taline mnogo manjša kot pri notranji eksploziji. Nižja je tudi temperatura taline. Energija udarnega vala ob morebitni parni eksploziji je zato manjša. Prav tako je verjetnost, da bi prišlo do interakcije med talino in hladilom zaradi nujnega preboja taline skozi steno reaktorske posode, majhna.

Zaradi svoje odprtosti omogoča geometrija bazena hladila pod reaktorsko posodo, v katerega se izliva talina, prosto širjenje udarnega vala navzgor. To ima za posledico nižje obremenitve sten tlačne posode, bazena s hladilom in zadrževalnega hrama, kot v primeru parne eksplozije v sami reaktorski posodi. Iz tega razloga je večina pozornosti posvečana notranji (in-vessel) eksploziji.

Model (Reactor Safety Study), ki ga bom tukaj predstavil, analizira dogajanje v tlačnovodnem reaktorju ob hipotetičnem taljenju jedrske sredice, ki nastane zaradi pregretja le-te. Vzrok takšne poškodbe je prekomerno sproščanje toplote jedrskega razpada ob pomanjkanju hladilnega sredstva.

To se lahko zgodi, če pride do napake v primarnem tokokrogu jedrske centrale (sistem pušča) ali pa je, iz kakršnegakoli vzroka, sposobnost odvajanja velike količine razpadne toplote okrnjena. V tem primeru pride do burnega vrenja, pri čemer para uhaja skozi varnostne ventile, gladina hladilnega sredstva pa se naglo znižuje. Če količina hladilnega sredstva ni nadomeščena, temperatura jedrske sredice naglo narašča. Ko temperatura preseže 1300K, pride do eksotermne oksidacije cirkonijeve srajčke. Pri temperaturi 2000K dosežemo tališče cirkonija. V tej točki se prične vsesplošno taljenje jedrske sredice, saj je gorivo UO_2 topno v kapljevitim cirkoniju. Pri temperaturi 3100K pa se začne taliti tudi samo gorivo UO_2 .

Ko se pojavi obsežno taljenje jedrske sredice, se prične talina počasi izlivati v spodnji del reaktorja, napolnjenega s hladilom (vodo). Od te točke dalje obstaja več scenarijev. Eden od možnih predvideva nastanek neprepustne skorje strjene taline na dnu sredice, ki zajezi prodiranje taline v spodnji plenum. Drugi scenariji pa predvidevajo takojšnje popolno izlitje taline iz jedrske sredice v spodnji plenum poln vode. Tam se talina ohlaja, kar spremlja burno uparjanje ostanka hladilne vode. V okviru tega procesa je možen pojav parne eksplozije, kar bi imelo za posledico podoben učinek kot kemična eksplozija. Parna eksplozija večjih razsežnosti povzroči v reaktorski posodi nastanek izstrelka, ki lahko v naslednji fazi povzroči preboj reaktorske posode in celo zadrževalnega hrama, kar bi imelo za posledico močno uhajanje koncentriranih radioaktivnih substanc v okolje.

Poglavitno vprašanje pri diskusiji o jedrski varnosti je ocenitev verjetnosti, s katero bi prišlo do uresničitve takšnega scenarija oz. ocenitev stopnje gotovosti sosledja zgoraj opisanih dogodkov. Ocenitev teh dveh statističnih parametrov, o katerih bo tekla beseda, v naslednjih vrsticah, sem povzel po lit.4 in se nanaša na referenčni tlačnovodni reaktor (PWR) Zion / Indiana v ZDA. Rezultate ugotovitev bi lahko prenesli tudi na ostale tlačnovodne reaktorje, pri čemer je glavni kriterij geometrijska podobnost strukture reaktorja.

1. METODE ANALIZE NEDOLOČENOSTI POSAMEZNIH FAKTORJEV

Nedoločeno vrednosti posameznega faktorja ali negotovost faktorja je posledica našega nepopolnega vedenja, zaradi česar vrednosti izrazimo kot interval, za katerega smo prepričani, da se v njem nahaja obravnavana vrednost. Analiza nedoločnosti spremenljivke je torej ugotavljanje tega intervala s spreminjanjem posameznih vplivnostnih faktorjev, točneje neodvisnih spremenljivk, od katerih je obravnavana veličina odvisna.

Občutljivost S_i odvisne veličine f na spremembo ene od neodvisnih spremenljivk lahko matematično definiramo kot

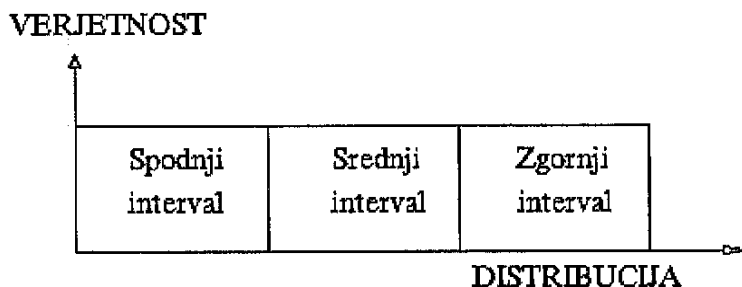
$$S_i = \frac{\partial f(x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_n)}{\partial x_i} \quad (III.1)$$

V tem poglavju bomo pojem občutljivosti uporabljali v splošnem pomenu, in sicer bo označeval spremembo odvisne veličine f pri spremembi ene od neodvisnih spremenljivk v mejah predpostavljene nedoločnosti.

1.1 Metoda Monte Carlo

Zgodnje študije so uporabljale preprosti parametrični model za opis parne eksplozije in njenih posledic kot funkcijo negotovosti različnih vplivnostnih faktorjev (obsega taljenja sredice, premera izliva taline, ...). Posamezne vzorčene vrednosti vplivnostnih faktorjev pa so bile izbrane po metodi Monte Carlo. Ta metoda predpiše verjetnostno distribucijo za vsak posamezen interval vplivnostnega faktorja. Verjetnost vrednosti je potem poljubno izbrana na predpostavljenem

intervalu. Iz množice možnih distribucij je bila izbrana trostopenjska ploska distribucija, ki pokriva zgornjo, srednjo in spodnjo tretjino intervala nedoločenosti faktorja.



Slika III-1: Prikaz ploske verjetnostne distribucije po metodi Monte Carlo [4]

Model na osnovi vzorčenih vrednosti potem izračuna verjetnost porušitve. Postopek izračuna je potrebno čim večkrat ponoviti, vedno z novo vzorčenimi vrednostmi vplivnostnih faktorjev. Iz števila tako dobljenih porušitev se da nato izračunati verjetnost, da bi do porušitve tudi v resnici prišlo.

Kljub temu, da je interval negotovosti posameznega faktorja izbran na osnovi mejnih vrednosti fizikalnih zakonitosti, se je potrebno zavedati omejitev točnosti rezultatov zaradi izbrane verjetnostne distribucije vrednosti posameznega vplivnostnega faktorja. Dodaten problem, ki se nanaša na točnost izračunanih podatkov modela, je odvisnost jakosti celotne eksplozije od poteka nesreče. Na ta način lahko izpeljemo verjetnost porušitve za različne poteke nesreče.

V nadaljevanju bomo vseskozi spremljali to problematiko in skušali predpostaviti izid za različen potek dogodkov.

2. MODELIRANJE

Poglavje opisuje in pojasnjuje način modeliranja posameznih vplivnostnih faktorjev parne eksplozije. Prav tako prikazuje meje intervalov nedoločenosti in predpisano distribucijo verjetnosti na intervalu.

Osnovni faktorji so:

- a) količina taline jedrske sredice,
- b) premer izliva taline v spodnji plenum, napolnjen s hladilom,
- c) zakasnitev parne eksplozije, ki je parametrizirana z dolžino curka taline v hladilo spodnjega plenuma in stopnjo razpada le-tega,
- d) kvocient pretvorbe, ki določa, kolikšen del toplotne energije, ki je na voljo, se pretvori v kinetično energijo,
- f) geometrija izliva in lega posameznih faz pri interakciji talina-hladilo,
- g) poraba energije pri porušitvi dna RPV, ki določuje širjenje udarnega vala in razporeditev mase udarnega vala,
- h) poraba kinetične energije udarnega vala pri širjenju navzgor.

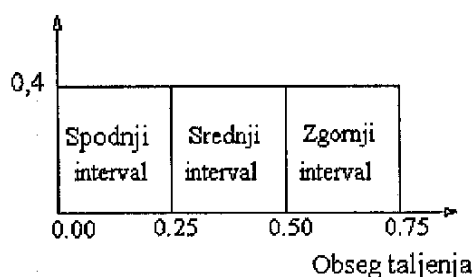
Pri širjenju udarnega vala navzgor pride do poškodbe jedrske sredice oz. njenega ostanka in poškodbe strukture zgornjega dela reaktorske posode (UIS), kar posledično upočasnjuje udarni val in mu odvzema kinetično energijo. Če se udarni val ne ustavi, udari ob pokrov reaktorske posode. Pri tem lahko pride do poškodbe le-te in do generacije izstrelka. Izstrelak se upočasnjuje oziroma celo ustavi zaradi gravitacijske sile, ki deluje nanj v prostoru med reaktorsko posodo in zadrževalnim hramom. Ob zadostni kinetični energiji pa izstrelak zadene zadrževalni hram in ga prebije.

Oglejmo si sedaj vpliv posameznih faktorjev na verjetnost nesreče.

Obseg taljenja jedrske sredice

Pod tem pojmom razumemo količino materiala jedrske sredice, ki se je raztalil do trenutka parne eksplozije. To količino določa sam proces degradacije jedrske sredice in sosledje dogodkov ob razpadu in taljenju le-te, kar do danes še ni docela razjasnjeno. Iz tega vzroka se pojavljajo zelo različne ocene obsega taljenja in posledično, verjetnosti nastanka in poteka parne eksplozije.

Po najbolj kritični varianti se raztaljeno jedrsko gorivo dalj časa nabira za skorjo strjene taline, ki mu omejuje izliv v spodnji plenum poln vode. Šele ko je raztaljena večina jedrske sredice, se skorja prelomi in vroča taline se izlije. Po predvidevanjih se lahko tako raztali od 75 do 100% jedrske sredice, kar daje pri 125000 kg goriva v vzorčnem reaktorju količino taline večjo od 93900 kg. V modelnem izračunu smo na osnovi smernic, ki sem jih podal pod točko 1.1, uporabili enakomerno verjetnostno distribucijo količine izliva, ki je prikazana na sliki III-2.



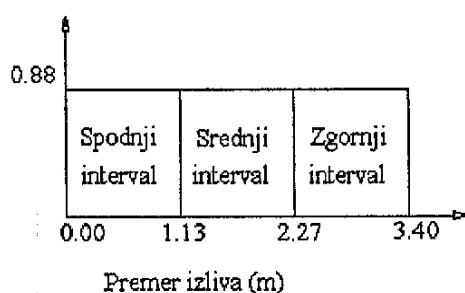
Slika III-2: Verjetnostna distribucija obsega taljenja jedrske sredice [4]

Naj že kar na začetku povem, da obseg taljenja ni tako pomemben, kot se zdi na prvi pogled, saj je mnogo važnejša količina taline, ki je resnično udeležena v interakciji.

Premer izliva taline

Za izlitje taline v bazen vode je bil vzet model, pri katerem predpostavimo, da se talina izlije v spodnji plenum v obliki curka krožnega preseka s točno določenim premerom. Pri tem je važna globina prodora curka, ker lahko z njeno pomočjo izračunamo volumen in maso taline, ki dejansko prisostvuje v eksploziji. Obstajata dve poti, po katerih lahko pride do izlitja; prva vodi navzdol skozi spodnjo podporno ploščo, medtem ko vodi druga ob strani med obodno ploščo in steno reaktorske posode.

- 1) Pri izlitju skozi spodnjo podporno ploščo jedrske sredice obstajata dve barieri, ki omejujeta tok taline in mu dajeta obliko. Ob nepoškodovani spodnji podporni in mešalni plošči bo imel tako curek presek, ki mu ga bodo določale odprtine v mešalni plošči, kar je približno 1/4 presečne površine jedrske sredice. Seveda se situacija popolnoma spremeni, če pride že v začetku izliva do eksplozije, ki uniči tako spodnjo podporno kot mešalno ploščo. Izliv ima tedaj mnogo večje razsežnosti.
- 2) Faktorji, ki omejujejo izliv taline ob strani med prodorom skozi obodno ploščo in zaščito v spodnji plenum so velikost odprtine skozi katero je talina prodrla in velikost obročaste špranje med obodno ploščo in steno tlačne posode, ki je največ 0.26m široka. Prav tako je potrebno upoštevati, da so v tem vmesnem prostoru sekundarne opore in radialne zagozde, kar dodatno zmanjšuje površino izliva.

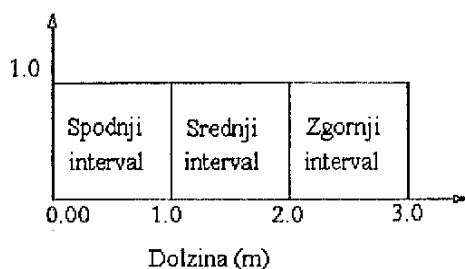


Zgornja meja premera izliva taline je premer celotne jedrske sredice. Čeprav takšen ogromen izliv v realnosti ni možen, pa v našem modelu predstavlja varno zgornjo mejo vseh naših ocen premera izliva.

Slika III-3: Verjetnostna distribucija premera izliva [4]

Globina izliva oz. čas zakasnitev sprožitve parne eksplozije

Eksperimentalni podatki kažejo na to, da se lahko eksplozija spontano sproži skozi ves čas vstopanja taline v vodo in približno še 30ms po tistem, ko je talina dosegla dno tlačne posode. Najbolj verjetno je, da bo prišlo do sprožitve na spodnji podporni plošči, to je 1.8m pod jedrsko sredico, prav tako pa je mogoče, da pride do sprožitve eksplozije na dnu spodnjega plenuma, če je npr. spodnja podpora plošča poškodovana. Iz tega razloga je bila v tem modelu izbrana globina izliva 3m, kot največja možna globina, kar tudi ustreza celotni globini spodnjega plenuma RPV.



Slika III-4: Verjetnostna distribucija globine izliva [4]

Meje mešanja posameznih faz

Obstajajo mnogi modeli, ki ocenjujejo količino taline, ki se lahko pomeša z vodo (Henry-Fauske, Theofanous, Corradini). Ti modeli so bili posamezno predstavljeni v II. poglavju in jih tu ne bom predstavljal. Je pa potrebno ponovno poudariti, da so ti modeli zaradi poenostavljenih predpostavk v napovedovanju zgornje meje mešanja taline in hladila zelo negotovi in veljajo le za specifične okoliščine, podane z robnimi in začetnimi pogoji.

$$m_t = \left(m_{jedr.sr} \cdot F_{ob} , \frac{\pi D_{t,cur}^2 L_{t,cur} \rho_t}{4} \right) , \quad (III.2)$$

pri čemer je F_{ob} koeficient obsega taljenja jedrske sredice.

Da bi zajeli celoten obseg mešanja, smo zato na osnovi enačbe III.2 postavili meje mešanja oziroma količine taline, ki prisostvuje v reakciji, kar z distribucijami premera in globine izliva (curka) taline. Volumen sodelujoče taline je tako podan s produktom površine in globine izliva taline. Maso dobimo z upoštevanjem povprečne gostote taline 7800 kg/m^3 .

Tabela III.1: Obseg mešanja taline

Distribucija	Obseg taljenja (1000kg)	Premer izliva (m)	Presek izliva (m ²)	Dolžina izliva (m)	Volumen izliva (m ³)	Masa izliva (1000kg)
Spodnja (L)	0-31	0.0-1.13	0.0-1.0	0.0-1.0	0.0-1.0	0-7
Srednja(M)	31-63	1.13-2.27	1.0-4.0	1.0-2.0	1.0-8.0	7-54
Zgornja (H)	63-94	2.27-3.40	4.0-9.1	2.0-3.0	8.0-13.4	54-94

Tako se masa, ki lahko prisostvuje v procesu mešanja, spreminja v mejah od 7000 do 94000 kg. Pri tem so zgornje vrednosti nekoliko vprašljive, saj so bili do sedaj eksperimenti izvedeni z največ 20 kg taline.

Delež vode, ki sodeluje pri mešanju posameznih faz

Področje mešanja taline, vode in pare je grobo parabolične oblike, pri čemer je premer cone mešanja približno 4 krat večji od začetnega premera izliva (curka) taline v vodo. Ta cona mešanja vsebuje 40 do 60% kapljevitega hladila ostalo zavzema para in talina. Pri obravnavanem modelu je bila parabolična oblika cone mešanja zamenjana s predpostavko o cilindrični coni mešanja. Masa vode pa je enaka masi taline, ki vstopa :

$$m_h = m_t . \quad (III.3)$$

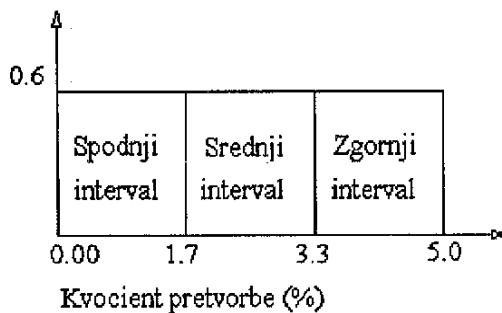
V tej verjetnostni študiji vpliva masa vode, ki prisostvuje mešanju, le na razdelitev mase med udarni val, ki se giblje navzdol, in udarni val, ki se giblje navzgor.

Kvocien pretvorbe

S tem pojmom označujemo del termične energije taline (nad temperaturo vode), ki se pretvori v kinetično energijo.

$$W_k = k_{pretvorbe} m_t h_t \quad , \quad (III.4)$$

pri čemer je W_k kinetična energija (MJ), $k_{pretvorbe}$ kvocien pretvorbe in h_t toplotni potencial taline (MJ/kg). Objavljene se bile različne ocene kvocienta pretvorbe od 0 pa vse do 15% (termodinamično ravnotežje). Če si ogleamo vrednosti, dobljene v eksperimentih FITS in EXO-FITS, vidimo, da se vrednosti kvocienta pretvorbe gibljejo med 0.6% (ali manj) in 2.5%. Pri tem je potrebno ponovno poudariti, da so bili eksperimenti opravljeni z največ 20kg taline. Kvocien pretvorbe lahko namreč zaradi ujetosti parne faze med obe kapljeviti fazi naraste s povečanjem mase taline. Zaradi tega so pri tej obravnavi upravičene nekoliko višje vrednosti in sicer od 0 pa vse do 5% .



Slika III-5: Verjetnostna distribucija kvocienta pretvorbe [4]

Toplotni potencial taline

Vsebnost toplote raztaljenega goriva je odvisna od enotnosti oziroma kompaktnosti curka med prodiranjem v hladilo in seveda sestave same taline. V tem modelu je predpostavljeno, da je začetna temperatura vode 400K, najnižja temperatura, pri kateri je material v tekočem stanju, pa je 2000K. To je temperatura, pri kateri tekoči cirkonij začne raztapljati trdni UO_2 . Ob zanemaritvi majhne talilne toplote cirkonija in upoštevanju toplotne kapacitivnosti UO_2 ($500 \text{ J}/\text{kgK}$) znaša minimalna entalpija pri temperaturi 400K $0.2 \text{ MJ}/\text{kg}$.

Zgornjo mejo lahko ocenimo s točko tališča UO_2 , ki je 3100K, pri čemer moramo upoštevati talilno toploto UO_2 ($0.27 \text{ MJ}/\text{kg}$) in toplotno kapacitivnost UO_2 ($500 \text{ J}/\text{kgK}$). Tako je zgornja meja entalpije taline $1.82 \text{ MJ}/\text{kg}$. Razlika entalpij oz. toplotni potencial $Q=1.62 \text{ MJ}/\text{kg}$ je maksimalna možna sproščena energija taline.

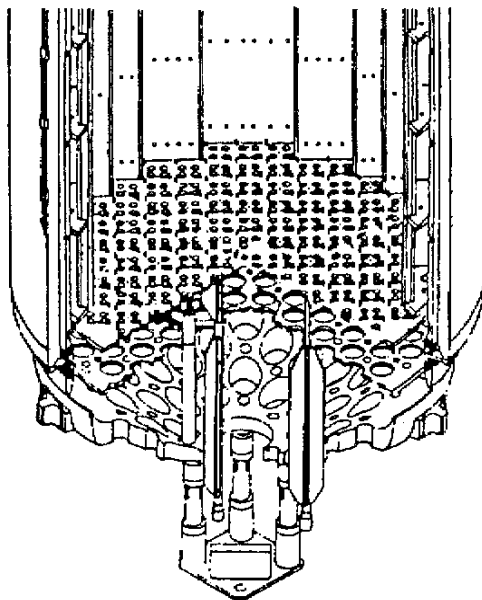
V tem modelu je bila upoštevana nekoliko nižja vrednost toplotnega potenciala in sicer $0.8 \text{ MJ}/\text{kg}$ in $1.2 \text{ MJ}/\text{kg}$.

Lega posameznih faz ob eksploziji

Pri ocenitvi poteka dogodkov je potrebno predvideti, kje se nahajata talina in voda, ki nista sodelovali v procesu parne eksplozije. V tem modelu je predpostavljeno, da preostanek taline ostaja nad področjem interakcije, prestanek vode pa pod njo.

Disipacija energije pri poružitvi dna reaktorske posode

Na osnovi izračunov je v tem modelu predpostavljeno, da pride do poružitve dna reaktorske posode, ko energija eksplozije preseže jakost 1000 MJ. Kljub tej dokaj zanesljivi predpostavki so pod točko 3.2 zbrani rezultati pri modeliranju eksplozije s porušno energijo dna 500 MJ in 1500 MJ.



Slika III-6:
Struktura spodnjega plenuma reaktorske tlačne posode [12]

Glede na porabo energije pri poružitvi dna RPV je v obravnavanem modelu predpostavljen naslednji scenarij.

Če pride do poružitve dna RPV, se ustvarita dva gibajoča se udarna vala, ki se gibljeta v nasprotnih smereh (gor, navzdol). Udarni val, ki se giblje navzdol, nosi s seboj približno polovico mase vode in taline prav tako pa tudi dele opreme iz spodnjega plenuma. Masa navzdol gibajočega se udarnega vala je

$$m_{d.val} = m_{h, kom} - \frac{1}{2} m_h + \frac{1}{2} m_t + m_{opreme\ sp.\ plen} \quad (III.5)$$

Udarni val, ki se giblje navzgor, pa nosi s seboj drugo polovico zmesi vode in taline, ki je v trenutku eksplozije nad področjem interakcije, njegova masa pa znaša

$$m_{g.val} = \frac{1}{2} m_h + m_{jedr. sr} F_{ob} - \frac{1}{2} m_t \quad (III.6)$$

Pri zanemaritvi spremembe gibalne količine zaradi prisotnosti sten, lahko kinetično energijo posameznega vala ocenimo z izrazom

$$W_k = \frac{m_{udar.vala}}{m_{\Sigma}} \cdot W_{k, eksplozije} \quad (III.7)$$

Ta izraz zanemari nekatere zelo važne vplive kot npr. zakasnitev med trenutkom eksplozije in poružitvijo dna RPV, uhajanje pare na obodu spodnjega plenuma ter absorpcijo dela pri poružitvi dna RPV.

Sestava udarnega vala

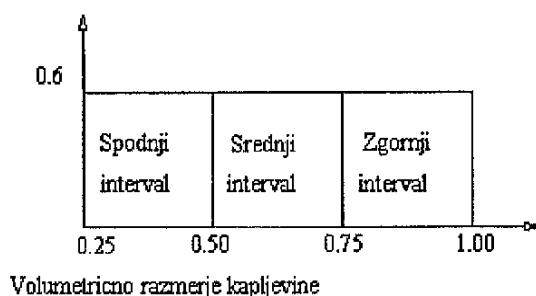
V primeru, da ne pride do poružitve dna RPV, vsebuje udarni val, ki se giblje navzgor, celotno maso vode in taline, ki prisostvuje v reakciji (izraz III.8). Če pride do poružitve dna RPV se, kot smo že rekli, gibajoča masa udarnega vala prepolovi (izraz III.5 in III.6)

$$m_{udar.val} = m_h + m_{jedr.sr} F_{ob} \quad (III.8)$$

Para, ki nastaja ob interakciji, vnese v kapljevito zmes vode in taline mehurčke, kar spremeni pritisk na stene reaktorske posode. Iz tega razloga vpeljemo kot vplivni faktor volumetrično razmerje kapljev, ki izraža vsebnost kapljevine v volumnu udarnega vala,

$$\epsilon_{kap} = \frac{\frac{m_t}{\rho_t} + \frac{m_h}{\rho_h}}{V_{udar.val}} \quad (III.9)$$

Vrednosti razmerja so predpostavljene od 1, ko pari ni uspelo prodreti v kapljevino, do vrednosti 0.25, ko že lahko govorimo o fluidizaciji zmesi kapljevityh faz vode in taline.

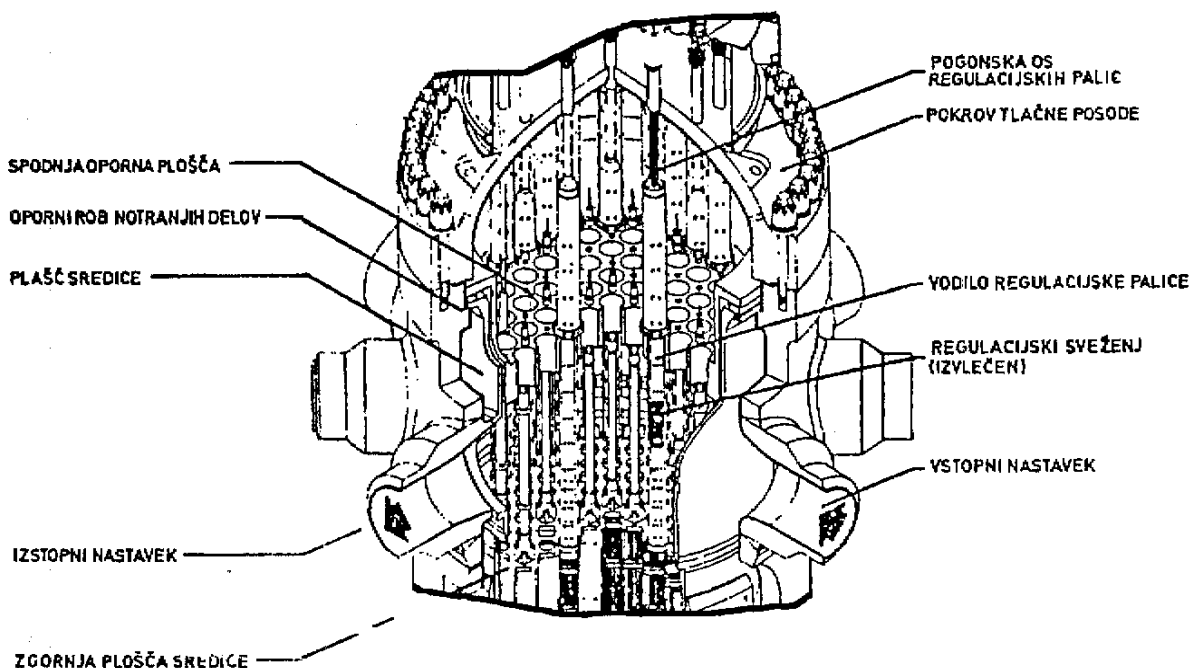


Slika III-7: Verjetnostna distribucija volumetričnega razmerja kapljev [4]

Izguba energije udarnega vala zaradi ostanka jedrske sredice in strukture zgornjega dela reaktorske posode

Ostank jedrske sredice po taljenju se pri širjenju udarnega vala najverjetneje ne bi mogel upirati energiji le-tega. Izguba energije pri širjenju skozi ostanek jedrske sredice, ki jo ocenjujejo na 1MJ

[4], prav tako ne bi bistveno prispevala k zmanjšanju kinetične energije udarnega vala. Iz tega razloga je ta izguba energije v obravnavanem modelu tudi zanemarjena. Mnogo večji vpliv na porabo kinetične energije udarnega vala ima struktura zgornjega dela reaktorske posode (struktura med zgornjo ploščo sredice in oporno ploščo) .



Slika III-8: Zgornja struktura tlačne reaktorske posode [12]

Porabo energije na strukturi zgornjega dela reaktorske posode je zelo težko oceniti zaradi različnosti materialov in oblik konstrukcijskih delov, prehodne narave udarnega vala in nepoznavanja odziva strukture na dinamične obremenitve. Vrednosti, s katerimi razpolagamo v tem modelu, so pridobljene na podlagi eksperimentalnih izkušenj. Tako je bilo ugotovljeno, da lahko struktura zgornjega dela RPV absorbira kar 90% kinetične energije [4], ob pogoju seveda, da konvektivni toplotni tok že v procesu samega taljenja sredice ne poškoduje zgornje strukture RPV še pred samo eksplozijo. Prav tako ne smejo biti previsoki tlaki in s tem povezane mehanske obremenitve.

Predpostavimo, da lahko srečanje udarnega vala in nedeformirane zgornje strukture opišemo s konstantnim koeficientom trenja. Poleg tega naj bo reakcija strukture na udarni val sorazmerna višini kinetični energije le-tega :

$$\frac{dW_k}{dx} = C \cdot W_k \quad (III.10)$$

Rešitev preproste diferencialne enačbe je podana z zvezo

$$W_k = W_{k0} e^{-cx} , \quad (\text{III.11})$$

ki kaže na eksponentno odvisnost zmanjševanja kinetične energije od opravljene poti udarnega vala. Z vstavitvijo robnega pogoja

$$W_k = 0.1 W_{k0} , \quad (\text{III.12})$$

ko udarni valj prepotuje celotno zgornjo strukturo, to je višino $x=3.22m$, dobimo vrednost konstante trenja $C=0.715m^{-1}$.

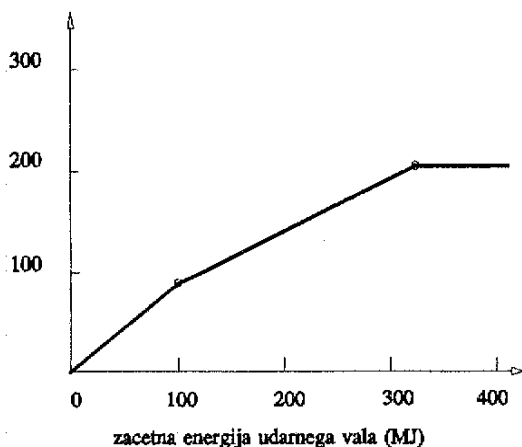
Da bi lahko zgornjo strukturo RPV poškodovali, moramo preseči energijski prag **101 MJ** [4]. Do te vrednosti je torej poraba kinetične energije popolna (100%). Do nadaljnje plastične deformacije zgornje strukture RPV pride, če udarni val premaga reakcijo in mu uspe deformirati 48 podpornih stebrov, za kar je potrebna kontinuirana sila velikosti **72.5MN** [4]. V tej fazi se absorbira 90% kinetične energije udarnega vala. Zgornja struktura RPV pa je popolnoma uničena šele pri kinetični energiji udarnega vala večji od **334MJ**.

$$W_{krlt} = 101 MN + F \Delta x , \quad (\text{III.13})$$

$$W_{krit} = 101 MJ + 3.22m \cdot 72.5 MN = 334 MJ . \quad (\text{III.14})$$

Ta vrednost je zgornja ocena potrebne kinetične energije. V realni situaciji bi bila vrednost potrebne kinetične energije verjetno manjša zaradi uklona podpornikov in mehčanja materiala pri visokih temperaturah.

izguba energije v UIS (MJ)



Slika III-9: Diagram porabe energije v zgornji strukturi RPV [4]

Udarni val ima tako po prehodu zgornje strukture RPV mnogo manjšo kinetično energijo, kar lahko zapišemo kot

$$W_{kin} = W_k - W_{izgube} \quad (III.15)$$

Model udarnega vala

Model obravnava udarni val dvodimenzionalno, pri čemer izračuna tlak iz predpostavke, da masa udarnega vala trešči v pokrov RPV s hitrostjo u in se odbije nazaj z enako hitrostjo. Tlak je tako enak

$$P = \rho_{udar.val} \cdot u_{udar.val}^2 \quad (III.16)$$

pri čemer je hitrost udarnega vala enaka

$$u_{udar.val} = \left(\frac{2 W_{kin}}{m_{udar.val}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (III.17)$$

Silo določimo z množenjem tlaka in preseka reaktorske posode. Ta sila deluje na zgornjo oporno ploščo, ki je dovolj trdno grajena, da bi lahko prestregla in vzdržala pritisk udarnega vala. Vendar je to dokaj slaba tolažba, saj je zgornja oporna plošča direktno povezana s prirobnico reaktorske posode, tako da se obremenitev prenese na vezne elemente reaktorske posode in pokrova.

Osnovno vprašanje je, ali napetost v veznih elementih reaktorske posode in pokrova preseže kritično napetost ali ne. Kritična napetost je 870 MPa [4], iz česar dobimo pri množenju s skupnim prečnim prerezom veznih elementov kritično silo:

$$F_{kritično} = 870 \text{ MPa} \cdot 1.341 \text{ m}^2 = 1170 \text{ MN} \quad (III.18)$$

Porušitev zadrževalnega hrama

Zadrževalni hram je cilindrične oblike s plitvo kupolasto streho in ravno temeljno ploščo. Notranji premer znaša 42.7m, notranja višina pa 64m. Višinska razlika med pokrovom reaktorske posode in kupolo zadrževalnega hrama je približno 45m. Debelina zidu znaša 1.07m, debelina zidu kupole pa je nekoliko manjša: 0.81m. Celotni zadrževalni hram je narejen iz prednapetega železobetona in obdan z 6.35mm debelo zvarjeno jekleno pločevino, da bi bila dosežena parotesnost.

Poleg zadrževalnega hrama ima jedrska centrala še dodaten ščit, da bi zadržal morebiten izstrelek ob nesreči. Približne dimenzije tega ščita so:

radij	2.5m,
debelina	1.3m,
masa	65000 kg.

Sosledje dogodkov ob hipotetičnem preboju zadrževalnega hrama se začne s popustitvijo veznih členov med reaktorsko posodo in pokrovom. Kinetično energijo pokrova lahko pri tem zapišemo z nastavkom

$$W_{izstr} = \frac{1}{2} \frac{m_{udar.val} m_{pokrov}}{(m_{udar.val} + m_{pokrov})} \cdot W_{kin} \quad (III.19)$$

Pokrov RPV bi se sunkovito dvignil in najprej udaril ob ščit proti izstrelkom. Ta udarec ob bariero bi odvezel pokrovu (ali njegovemu delu) nekaj kinetične energije, ob zadostni kinetični energiji pa bi le-ta prebil ščit in nadaljeval svojo pot proti steni zadrževalnega hrama. Pri udarcu ob steno bi se prav tako absorbiral znaten del kinetične energije izstrelka.

V tej analizi je bila približno ocenjena začetna hitrost, ki bi jo moral imeti izstrelak, da bi lahko na koncu svoje poti prebil zadrževalni hram. V ta namen sta bila uporabljena dva različna nastavka, in sicer formula NDRC ter formula CEA-EDF .

Formula NDRC :

$$x = 4 d_{izstr} \left(2.55 \cdot 10^{-9} \cdot B \cdot G \cdot d_{izstr}^{0.2} \frac{m_{izstr}}{d_{izstr}^3} u_{izstr}^{1.8} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (III.20)$$

Formula CEA-EDF :

$$x = 0.82 \vartheta_{hram}^{\frac{-3}{8}} \rho_{hram}^{\frac{-1}{3}} \left(\frac{m_{izstr}}{d_{izstr}} \right)^{\frac{1}{2}} u_{izstr}^{\frac{3}{4}} \quad (III.21)$$

pri čemer je

d_{izstr}	premer izstrelka	(m),
m_{izstr}	masa izstrelka	(kg),
ρ_{hram}	gostota hrama	(2400 kg/m ³),
ϑ	tlačna trdnost	(28.6*10 ⁶ Pa),
u_{izstr}	hitrost izstrelka	(m/s),
x	globina preboja	(m),
B	penetracijski koeficient	(1.49*10 ⁴ / $\vartheta^{0.5}$),
G	koeficient za sferično oblikovan izstrelak	(1.0).

Kritične hitrosti izstrelka, pridobljene iz zgornjih nastavkov, so zbrane v tabeli III.2 .

Tabela III.2: Kritične hitrosti

	formula NDRC	formula CEA-EDF
ščit	39 m/s	55 m/s
zadrževalni hram	23 m/s	29 m/s

Ti izračuni služijo kot osnova za ocenitev potrebne začetne hitrosti izstrelka, da le-ta prodre skozi obe barieri: ščit in zadrževalni hram. Ta hitrost znaša približno 49 m/s .

Če uporabimo drug scenarij dogodkov, v katerem pokrov RPV z visoko hitrostjo zadene ob ščit (pride do neelastičnega trka), katerega del se zaradi tega odlomi in potuje z izstrelkom, naraste potrebna začetna hitrost izstrelka kar na 83 m/s . Izguba kinetične energije pri preboju ščita znaša kar $3/4$ kinetične energije izstrelka.

Iz tega razloga izračunava obravnavani model verjetnost preboja ščita in zadrževalnega hrama pri obeh vrednosti kritične začetne hitrosti izstrelka: 50 m/s in 90 m/s .

3. REZULTATI MODELA

Namen tega podpoglavja je ugotoviti verjetnost porušitve zadrževalnega hrama kot posledice parne eksplozije in identificirati pomembnejše vzroke tega, za jedrsko centralo usodnega dogodka.

Model, ki ga obravnavamo, je relativno enostaven, saj upošteva le najvažnejše vplivnostne faktorje parne eksplozije in z njo povezanega rušilnega delovanja ter se ne spušča v podrobnejšo energijsko in trdnostno analizo. Metoda vzorčenja Monte Carlo (MC) je bila tukaj uporabljena zato, da ohranimo kontinuiteto s preteklim delom D. V. Swensona in M. L. Corradinija, to se pravi, da bi bili rezultati lažje primerljivi in da razlike ne bi mogli pripisati različnosti uporabljenih statističnih metod. Po metodi MC smo tako izbrali 5 medsebojno neodvisnih vplivnostnih faktorjev, katerih vrednosti so nedoločene in odločilno vplivajo na jakost parne eksplozije. V analizi smo jih postavili v ospredje kot prvo skupino parametrov :

- a) obseg taljenja jedrske sredice,
- b) premer izliva (curka) taline v hladilo (vodo),
- c) dolžina izliva (curka) taline ali čas zakasnitve reakcije,
- d) kvocient pretvorbe, in
- e) delež kondenzirane pare v udarnem valu.

Ostale vplivnostne faktorje smo glede na pomembnost uvrstili v drugo skupino parametrov :

- f) toplotni potencial taline (toplotna vsebnost),
- g) položaj vode in taline, ki ne sodelujeta v reakciji, in
- h) energija, potrebna za porušitev dna RPV.

Vsakemu od parametrov prve skupine smo priredili enakomerno distribucijo verjetnosti, nedoločene vrednosti parametra pa smo razporedili v spodnjo (L), srednjo (M) in zgornjo (H) tretjino. Prav tako smo analizirali rezultate ob spreminjanju zgornje meje nedoločenosti parametrov pri obsegu taljenja sredice, premera izliva in kvocienta pretvorbe. Enako verjetnostno distribucijo smo uporabili tudi pri drugi skupini parametrov. Vstopne kombinacije posameznih parametrov primarnega izračuna in njihovih distribucij so zbrane v tabeli III.3 in pridane na koncu kot priloga 1. Vstopne kombinacije parametrov sekundarnega izračuna pa so zbrane v tabeli III.4 in pridane na koncu v prilogi 2.

3.1 Rezultati primarnega izračuna

Pri tem izračunu zavzemajo vrednosti prve skupine parametrov v okviru izbranega intervala nedoločenosti (spodnji, srednji, zgornji) naključne vrednosti. Pri tem ostajajo vrednosti druge skupine parametrov na konstantnih, spodaj navedenih vrednostih.

Toplotni potencial taline:	1.2 MJ/kg.
Položaj taline, ki ne prisostvuje v reakciji:	nad področjem interakcije.
Položaj vode, ki ne prisostvuje v reakciji:	pod področjem interakcije.
Energija, potrebna za porušitev dna RPV:	1000 MJ.

Rezultati so zbrani v tabeli III.5, ki je podana na koncu v prilogi 3. V štirih kolonah (3-6) so predstavljene izračunane fizikalne veličine udarnega vala. Naslednje štiri kolone (7-10) odgovarjajo na vprašanje, ali do porušitve posameznih delov jedrskega centrale pride, in kakšna je verjetnost takšnega dogodka. Pri tem zadnji dve koloni (9-10) podajata vrednosti verjetnosti, da pride do preboja zadrževalnega hrama, če je kritična začetna hitrost izstrelka ocenjena na 50m/s oziroma na 90m/s.

Rezultati so grafično predstavljeni v diagramih od III-10 do III-14, ki so pridani v prilogah na koncu. V prvi skupini na skrajni levi je podana referenčna grupa, v kateri imajo vse veličine prve skupine zgornjo (H) ali srednjo (M) ali spodnjo (L) distribucijo. Desno od referenčne grupe označujejo levi stolpci vsake posamezne grupe zgornjo (H) distribucijo vseh veličin razen spodaj označene veličine, ki v tem primeru zavzema vrednost iz spodnjega (L) intervala distribucije. Srednji stolpci posamezne grupe označujejo vrednosti veličin vzorčene iz srednjega (M) intervala distribucije, razen veličine, označene pod grupo, ki je vzorčena iz zgornjega (H) intervala distribucije vrednosti. Desni stolpci označujejo vrednosti veličin, vzorčene iz spodnjega (L) intervala distribucije, razen veličine, označene pod grupo, ki je vzorčena iz zgornjega (H) intervala veličin.

Opis rezultatov

Če sedaj na kratko povzamem zgoraj navedene ugotovitve, vidimo, da je pomembnost posameznih parametrov odvisna od vrste porušitve. Na splošno gledano imajo parametri, ki direktno definirajo energijo parne eksplozije, največji vpliv. To so:

- premer izliva (curka) taline na vstopu v hladilo,
- kvocient pretvorbe,
- dolžina izliva taline.

Pri tem ima vrednost premera izliva (curka) pogosto najpomembnejšo vlogo, saj vstopa v enačbe kvadrirana (izraz III.2). Manjšo vlogo imata ostala dva parametra prve skupine:

- obseg taljenja jedrske sredice,
- delež kondenzirane pare v udarnem valu.

To je razvidno tudi iz diagramov. V primeru obravnave povprečne energije eksplozije (diagram III-

10), povprečne kinetične energije udarnega vala (diagram III-11) in števila porušitev dna RPV (diagram III-12) vidimo, da zmanjšanje premera izliva taline v hladilo pri vzorčenju ostalih parametrov iz zgornjega (H) intervala najbolj zmanjša energijo parne eksplozije, verjetnost za porušitev dna RPV pa izgine. Nasprotno prinese povečanje premera pri vzorčenju ostalih parametrov iz srednjega (M) intervala skoraj gotovo porušitev dna RPV (8272 porušitev na 10000 poizkusov). Nekoliko manj problematična je dolžina izliva taline in kvocient pretvorbe, medtem ko obseg taljenja jedrske sredice le posredno vpliva na energijo in verjetnost porušitve dna RPV. Omejuje namreč količino taline in s tem bistveno vpliva na povprečno energijo parne eksplozije, povprečno kinetično energijo udarnega vala in verjetnost porušitve dna RPV le pri močnem zmanjšanju (L distribucija) v primeru vzorčenja ostalih veličin iz zgornje (H) distribucije. Delež kondenzacije pare v udarnem valu ne vpliva opazno na jakost parne eksplozije in možnost porušitve RPV.

Opisani trendi so še bolj poudarjeni pri številu generacij izstrelka. Medtem ko zgornje (H) distribucije veličin referentne grupe privedejo skoraj do 100% porušitev tako dna kot zaščitnega hrama, pa povzročijo veličine srednje (M) distribucije le 1, veličine spodnje (L) distribucije pa nobene generacije izstrelka s hitrostjo $u > 50\text{m/s}$ oz. $u > 90\text{m/s}$ pri 10000 poizkusih. Zato zmanjšanje kateregakoli parametra prve skupine, posebno še premera ali dolžine izliva taline ali kvocienta pretvorbe, zmanjša verjetnost generacije izstrelka in s tem tudi porušitve zadrževalnega hrama na zanemarljivo vrednost pri katerikoli distribuciji ostalih veličin. Izjema je zmanjšanje deleža kondenzacije, ki bistveno ne zmanjša nevarnosti preboja hrama (4110 generacij izstrelkov na 10000 simulacij).

3.2 Rezultati sekundarnega izračuna

V tej skupini izračunov smo spreminjali vrednosti posameznih parametrov druge skupine v mejah njihovih intervalov nedoločenosti. Pri tem so bile vrednosti prve skupine parametrov vzorčene iz spodnje ali srednje ali iz zgornje tretine intervala nedoločenosti (L, M, H).

Vhodne vrednosti so prikazane v tabeli III.4, rezultati pa v tabeli III.6. Prav tako sem v tem podpoglavju želel prikazati posledice, če spremenimo zgornje meje intervalov nedoločenosti treh parametrov primarne skupine:

- a) obseg taljenja jedrske sredice,
- b) kvocient pretvorbe,
- c) premer izliva taline v hladilo.

Ti izračuni so zbrani v tabeli III.6 in grafično prikazani v diagramih III-15 do III-19 ter pridani v prilogah na koncu.

Opis rezultatov

Povzemimo sedaj rezultate dodatnih izračunov. Spreminjanje položaja taline in vode, ki ne sodeluje pri mešanju, obsega taljenja reaktorske sredice in praga trdnost dna RPV ne prinese bistvenih sprememb verjetnosti porušitve veznih členov ali generiranja izstrelka. V nasprotju s tem pa spreminjanje toplotnega potenciala taline in kvocienta pretvorbe povzroči precejšnje razlike med rezultati.

To je razvidno tudi iz diagramov. Povprečna energija eksplozije in povprečna kinetična energija udarnega vala (diagram III-15 in III-16) sta v področju zgornjih (H) distribucij veličin močno odvisna od toplotnega potenciala taline. Tako pri vsebnosti 0.8 MJ/kg pade energija eksplozije z vrednosti 3828MJ na vrednost 2259MJ oz. se pri vsebnosti 1.6MJ/kg dvigne na vrednost 5109MJ. Vrednost kinetična energije udarnega vala prav tako pade z vrednosti 2088MJ na vrednost 1320MJ oz. dvigne na 2865MJ v primeru spremembe toplotnega potenciala taline. Razlika je opazna tudi v primeru spodnjih (L) distribucij, ko se nahaja zmes hladila in taline, ki ne sodelujeta v eksploziji, nad lokacijo interakcije.

Število porušitev dna RPV pri 10000 simulacijah je v primeru zgornjih (H) distribucij neodvisno od parametrov druge skupine. V vseh primerih je namreč 10000. Šele v primeru srednjih (M) distribucij je opaziti spremembe. Največji direktni vpliv ima sam energijski kriterij porušitve. Tako pri vrednosti 500MJ za porušitev dna RPV število porušitev močno naraste (z 2126 na 7101 porušitev), pri vrednosti 1500MJ pa močno upade (na 254 porušitev). Število porušitev prav tako močno narašča oz. upada z višino toplotne vsebnosti taline (min 220, max 4118 porušitev na 10000 simulacij).

Število generacij izstrelka s hitrostjo $u > 50\text{m/s}$ oz $u > 90\text{m/s}$ je v primeru zgornjih (H) distribucij le delno odvisno od toplotne vsebnosti taline. Njeno zmanjšanje namreč prinese tudi zmanjšanje števila generacij izstrelka na 9394 za $u > 50\text{m/s}$ in 5799 za $u > 90\text{m/s}$. V vseh drugih primerih spreminjanje veličin druge skupine parametrov ne prinese sprememb. Število generacij izstrelka pri 10000 simulacijah ostane v področju zgornjih (H) distribucij vrednosti nespremenjeno (10000). V področju srednjih (M) distribucij veličin je omembe vredno le število generacij pri višji toplotni vsebnosti taline 1.6MJ/kg. V tem primeru število generacij izstrelka s hitrostjo $u > 50\text{m/s}$ naraste na 89. V ostalih primerih srednjih (M) in spodnjih (L) distribucij veličin pa je število generacij izstrelka blizu ali enako 0.

4. ZAKLJUČEK

Kot je bilo omenjeno že na začetku tega poglavja, se predstavljeni izračuni nanašajo na primere parnih eksplozij v sami reaktorski posodi (in-vessel) referenčnega jedrskega reaktorja Zion, pri višini tlaka blizu atmosferskemu.

Iz navedenih rezultatov v podpoglavjih 3.1 in 3.2 je razvidno, da je verjetnost preboja zadrževalnega hrama ob parni eksploziji skrajno spremenljiva, saj se giblje v celotnem intervalu verjetnosti: 0 - 1. Ta nedoločeniost verjetnosti preboja zadrževalnega hrama izvira iz nedoločeniosti posameznih parametrov in distribucij verjetnosti posameznih vrednosti le-teh, kar je prikazano v podpoglavju 2. Eksperimentalnih podatkov je namreč premalo, da bi znali točneje določiti intervale nedoločeniosti posameznih vplivnostnih parametrov in njihove distribucije verjetnosti. Točnejša določitev vhodnih parametrov bi namreč prinesla manjši razpon rezultatov, to se pravi verjetnosti preboja zadrževalnega hrama.

Če hipotetično vzamemo v okvir le srednje intervale nedoločeniosti posameznih parametrov iz tabele III.5, lahko vidimo, da je verjetnost nesreče takšnih razsežnosti 10^{-4} (1 preboj zadrževalnega hrama na 10000 simulacij). Pri tako točni ocenitvi verjetnosti je pač treba vedeti, da nekoliko spremenjene distribucije dajejo rezultate, ki se zelo razlikujejo od predstavljenih.

Prav tako problematična je navezava rezultatov, pri upoštevanju atmosferskega tlaka, na vrednosti pri višjih tlakih. Upoštevati moramo več dejavnikov. Pri povečanem tlaku je namreč verjetnost samosprožitve parne eksplozije mnogo manjša. Zmes zahteva za začetek interakcije zunanji impulz.

Iz tega sledi, da bi lahko bila verjetnost sprožitve parne eksplozije pri povišanem tlaku npr. 170 bar hipotetično enaka 0. Če pa bi do sprožitve le prišlo, bi bile posledice eksplozije pri povišanem tlaku še večje. Ta predpostavka sloni na dejstvu, da je mešanje taline in hladila pri povišanem tlaku lažje, kvocient pretvorbe pa se prav tako povečuje s povečevanjem tlaka. Poleg tega je reaktorska posoda pri delovnem tlaku 170 barov mnogo bolj obremenjena kot pri atmosferskem. Kljub vsem tem razlogom pa je verjetnost parne eksplozije pri atmosferskem tlaku največja, zato je ta tlak tudi uporabljen v modelnem izračunu, saj vrednosti predstavljajo varno stran vseh aproksimacij.

Bistvena razhajanja v vrednostih posameznih vplivnostnih faktorjev in posledično v verjetnostih porušitve RPV oziroma zadrževalnega hrama so posledica prenašanja eksperimentalnih podatkov na model. Potrebno je ponovno poudariti, da so bili do sedaj opravljeni le eksperimenti, pri katerih reakcijska masa taline ni presegala 20 kg. Prenajanje rezultatov teh eksperimentov na model z nekaj 10000 kg sodelujoče taline pa je zelo tvegano početje in povzroča v znanstvenem svetu razhajanja okoli možnih scenarijev.

IV. STATISTIČNA TEORIJA VEČFAZNEGA TOKA

Za boljše razumevanje statistične teorije večfaznega toka, ki v mojem primeru služi za simulacijo pojava parne eksplozije, je potrebno temo nekoliko razširiti in prikazati splošna dejstva iz teorije dvofaznih tokov.

Vprašanje dvofaznih oz. večfaznih tokov in njihovega kvantitativnega opisa postaja na današnji stopnji razvoja tehnologije vedno bolj pomembno. Povezano je namreč z mehanizmi prenosa toplote in snovi v visoko zmogljivih postrojenjih (jedrski reaktorji, uparjalniki, ejektorske naprave..) in najbolj obremenjenimi režimi obratovanja.

1. KLASIFIKACIJA DVOFAZNIH TOKOV

Dvofazne tokove delimo glede na posamezne faze, ki sodelujejo v procesu mešanja :

- a) plin-trdi delci (pnevmatični transporti...),
- b) plin-kapljeviti delci (ejektorji, megla.....),
- c) kapljevina-plin (toplotni izmenjevalniki..), in
- d) zmes dveh netopljivih kapljevityh komponent.

Čeprav slednje ne spada med dvofazne tokove, se matematično enako obravnava. Svoja nadaljnja razmišljanja bom omejil na dvofazni tok plin-kapljevina oz. večfazni tok plin-kapljevina-trdi delci, s kakršnim imamo opraviti pri parni eksploziji.

Dvofazne tokove lahko razvrstimo tudi glede "vzorca" toka, to se pravi strukture stične ravnine in topografske razporeditve mase posameznih faz. Tako ločimo :

- a) ločeni tok,
- b) prehodni ali mešani tok in
- c) dispergirani tok.

2. OSNOVE DVOFAZNIH TOKOV

Osnovna značilnost dvo oz. večfaznih tokov je prisotnost ene ali več stičnih ravnin, preko katerih je možen prenos mase, gibalne količine in energije. Osnova za analizo dvofaznih tokov je seveda mehanika kontinuomov, enačbe, ki so uporabljene v tem primeru, pa so izpeljane iz enačb za enofazni tok.

- Enačba ohranitvi mase

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \cdot \vec{u}) = 0 . \quad (\text{IV.1})$$

- Enačba ohranitve gibalne količine

$$\frac{\partial (\rho \cdot \vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \cdot \vec{u} \otimes \vec{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \underline{\tau} + \rho \cdot \vec{g} . \quad (\text{IV.2})$$

- Enačba ohranitve energije (zapisana z entalpijo)

$$\nabla \cdot (\rho \cdot h \cdot \vec{u}) = -\nabla q + \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla p + \underline{\tau} : (\nabla \otimes \vec{u}) + \rho \cdot \underline{I} . \quad (\text{IV.3})$$

Ker so sistemi enačb za opis dvofaznega sistema vsaj dvakrat obsežnejši od sistema enačb za enofazni tok, se je pojavilo mnogo različnih modelov, ki jih ločimo glede na stopnjo poenostavitve obravnavanega dvofaznega toka.

2.1 Model homogenega toka

Ta model je najenostavnejši, saj dvofazni tok opišemo kar z enačbami enofaznega toka. Povprečne veličine takšnega "pseudofluida" dobimo tako, da povprečimo veličine (T , p in ρ) po prerezu.

Model daje zadovoljive rezultate le, če je ena faza raztopljena v drugi in je doseženo medsebojno ravnotežje, ter je docela neprimeren, ko skušamo z njim opisati prehodne pojave npr. hitro spreminjanje hitrosti toka, protismerni tok posameznih faz zaradi delovanja gravitacijske sile ipd.

2.2 Modeli ločenega toka

Modeli ločenega toka upoštevajo, da imata tokova pare in kapljevine različne značilnosti in s tem tudi hitrosti. Razviti so z različno stopnjo kompleksnosti, pri čemer najenostavnejša verzija upošteva le različne hitrosti posameznih faz, medtem ko so enačbe ohranitve stanja še vedno zapisane za homogeni tok.

V zahtevnejših verzijah so kontinuitetna, momentna in energijska enačba zapisane za vsako fazo posebej. Teh 6 enačb rešujemo vzporedno z enačbo razmerja veličin obeh tokov, ki ga podamo z uvedbo dveh novih veličin: deležem praznin α in kvaliteto pare x .

$$x = \frac{m_p}{m_{mix}} \quad , \quad (IV.4)$$

$$\alpha_p = \frac{V_p}{V_{mix}} \quad . \quad (IV.5)$$

2.3 Model Drift-flux

V svoji osnovi je izpeljava modela homogenega toka, ki vključuje relativno gibanje posameznih faz in, kjer se gibanje individualne mase upošteva le v definiciji lokalnih volumetričnih gostot toka j_k posamezne faze.

$$j_{kap} = (1 - \alpha) \dot{V}_{kap} = \frac{\dot{m}_{kap} (1 - x)}{\rho_{kap}} \quad . \quad (IV.6)$$

$$j_p = \alpha \dot{V}_p = \frac{\dot{m}_p x}{\rho_p} \quad . \quad (IV.7)$$

Zaradi tega je model zelo razširjen za obravnavo mehurčnega, čepastega in kapljičastega režima toka sistema para-kapljevina, kjer pride do velikih razlik hitrosti in gostote posameznih faz. Uporablja se tudi za grobe izračune nestacionarnih razmer pri sedimentaciji ipd.

2.4 Model mejne plasti in opis profila hitrosti in koncentracije

To je še vedno kvazi-enodimenzionalen opis toka, saj so upoštevane samo komponente lokalnih hitrosti v smeri toka. Vsako prečno gibanje je ali zanemarjeno ali zajeto v parameter kot npr. v vrtnično difuznost. Pri turbulentnem toku je hitrostni in koncentracijski profil povprečen čez daljši časovni interval.

Uporabnost hitrostnih in koncentracijskih profilov je v analitičnem določanju korelacijskih faktorjev (faktor trenja, dvofazni multiplikatorji), ki so zastopani v enostavnejših modelih (model homogenega toka, model ločenega toka) v smislu povečanja točnosti modelov. Koncept je podoben kot pri enofaznem toku, vendar je situacija mnogo zapletenejša iz sledečih razlogov.

- a) Koncentracija določene faze ni uniformna in simetrična (npr. režim vrenja v horizontalnih ceveh).
- b) Pojem koncentracije ne popisuje v celoti lokalnih lastnosti dvofaznega toka (vzorcev toka).
- c) Kljub temu, da ni relativnega gibanja med fazama, se lahko pojavi relativno gibanje med posameznimi deli zmesi, npr. med mehurčkom in ostalo zmesjo.

Hitrostne in koncentracijske profile lahko obravnavamo z diferencialno ali z integralno tehniko. V osnovi sta hitrostni in koncentracijski profil izpeljana kot rešitev diferencialne enačbe za majhen element toka tekočine. Pri predpostavljeni začetni obliki profila pa raje uporabljamo integralni način obravnave mejne plasti.

3. RAZLIČNE METODE POVPREČEVANJA

Zapišimo za vsako fazo sklop enačb ohranitvenih zakonov (enačbe IV.8-10) in dodajmo še enačbe, ki opisujejo stanje na stični ravnini (enačbe IV.11-13) in s tem povezujejo oba sklopa diferencialnih enačb, ter ustrezne robne pogoje za vsako posamezno fazo.

- Enačba ohranitve mase

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \cdot u_k) = 0 . \quad (\text{IV.8})$$

- Enačba ohranitve gibalne količine

$$\frac{\partial (\rho_k \cdot u_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k u_k u_k) = \nabla \sigma_k + \rho_k \cdot g . \quad (\text{IV.9})$$

- Enačba ohranitve energije za k-to komponento

$$\frac{\partial (\rho_k h_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k h_k \cdot u_k) = -\nabla q_k + \frac{\partial p_k}{\partial t} + u_k \cdot \nabla p_k + \tau_k : \nabla u_k + \rho_k \cdot I_k . \quad (\text{IV.10})$$

- Enačbe na stični ravnini

$$\sum_{k=1}^2 \rho_k \cdot (u_k - u_i) \cdot n_k = 0 , \quad (\text{IV.11})$$

$$\sum_{k=1}^2 [\rho_k \cdot u_k \cdot (u_k - u_i) - \sigma_k] \cdot n_k = m_o^o , \quad (\text{IV.12})$$

$$\sum_{k=1}^2 [\rho_k \cdot h_k \cdot (u_k - u_i) + q_k] \cdot n_k = q_i . \quad (\text{IV.13})$$

Teoretično je takšen zapis relacij $f=f(x,t)$, ki povezujejo trenutne lokalne vrednosti možen, vendar je izračun sistema enačb zaradi nedoločenosti praktično nemogoč. V nekaterih enostavnih primerih pa "trenutna lokalna formulacija" prinese rezultate. Takšni primeri so npr. enostavni primeri geometrije toka, modeliranje obnašanja posamezne kapljice ali parnega mehurčka, kristalizacije in taljenja.

Poleg tega lahko iz osnovnega sistema enačb, ki opisujejo trenutne lokalne vrednosti, izpeljemo ostale formulacije, pri katerih smo za olajšanje izračuna uporabili različne postopke povprečenja ali pa vnesli ugotovitve nekaterih hipotez. Težave, ki nastopijo pri poskusu razrešitve sistema enačb s trenutnimi lokalnimi spremenljivkami, so posledica dveh dejavnikov in sicer:

- a) obstoja deformirajoče se stične ravnine, katere hitrost ni poznana, in
 b) obstoja fluktuacij veličin zaradi turbulence in gibanja stične ravnine.

Prvi dejavnik otežuje sklapljanje sistemov enačb, ki opisujejo obe fazi. Težave druge vrste so nam znane že iz enofaznega toka in izvirajo iz nestabilnosti Navier-Stokesovih enačb in zaradi valovitosti stične ravnine.

Skoraj vsi v praksi obravnavani dvofazni tokovi imajo zelo zahtevno geometrijo in gibanje, zato je sistem enačb, ki opisuje natančno gibanje delca tekočine skoraj nemogoče rešiti. Poleg tega je takšna mikroskopska natančnost v večini aplikativnih primerov nepotrebna. Mnogo pomembnejše je makroskopsko obravnavanje toka.

Z ustreznim postopkom povprečenja pridobimo povprečne vrednosti veličin toka in učinkovito odpravimo fluktuacije toka, kar poenostavi izračun. Tako je v bistvu izveden nekakšen proces filtriranja, ki zadrži visoke frekvence veličin toka in prepušča le nizke. Vendar je potrebno v tako pridobljenih izrazih upoštevati statistične lastnosti fluktuacij, ki vplivajo na makroskopske lastnosti tekočine.

3.1 Razvrstitev postopkov povprečenja

Glede na uporabljen osnovni fizikalni koncept termo-mehaničnega problema delimo postopke povprečenja v 3 glavne skupine: Eulerjeva, Lagrangeova in Boltzmannova. Te tri skupine se še nadalje delijo v podskupine na osnovi spremenljivke, ki je definirana kot matematični operator povprečenja.

a) Eulerjeva skupina

- Definicija funkcije

$$f = f(t, x) \quad . \quad (IV.14)$$

- Časovno povprečenje

$$\bar{f}_t(t, x) = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} f(t, x) \cdot dx \quad . \quad (IV.15)$$

- Prostorsko povprečenje

$$\bar{f}_R(t, x) = \frac{1}{\Delta R} \int_{\Delta R} f(t, x) \cdot dR(x) \quad . \quad (IV.16)$$

- Povprečenje po volumnu

$$\bar{f}_V(t, x) = \frac{1}{\Delta V} \int_{\Delta V} f(t, x) \cdot dV \quad . \quad (IV.17)$$

- Povprečenje po površini

$$\bar{f}_A(t, x) = \frac{1}{\Delta A} \int_{\Delta A} f(t, x) \cdot dA \quad . \quad (\text{IV.18})$$

- Povprečenje po dolžini

$$\bar{f}_L(t, x) = \frac{1}{\Delta L} \int_{\Delta L} f(t, x) \cdot dL \quad . \quad (\text{IV.19})$$

- Statistično povprečenje

$$\bar{f}_N(t, x) = \frac{1}{\Delta N} \sum_{n=1}^N f(t, x) \quad . \quad (\text{IV.20})$$

b) Lagrangeova skupina

- Definicija funkcije

$$f = f(t, X); \quad X = X(x, t) \quad . \quad (\text{IV.21})$$

- Časovno povprečenje

$$\bar{f}_t(t, X) = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} f(t, X) \cdot dt \quad . \quad (\text{IV.22})$$

- Statistično povprečenje

$$\bar{f}_N(t, X) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{n=1}^N f(t, X) \quad . \quad (\text{IV.23})$$

c) Boltzmannovi statistični postopki

- Definicija funkcije molekularne gostote

$$\psi(x, t) = \frac{\int \Psi(\zeta) \cdot f \cdot d\zeta}{\int f \cdot d\zeta} \quad . \quad (\text{IV.24})$$

- Transportna enačba

$$f = f(x, \zeta, t) \quad . \quad (\text{IV.25})$$

x je prostorska koordinata, X prostorska koordinata točno določenega materialnega delca, ψ spremenljivka obravnavane ekstenzivne veličine in ζ hitrost posamezne faze.

Uporaba zgoraj navedenih metod povprečenja pri obravnavi dvofaznih tokov ima za cilj ponavadi iskanje korelacij med eksperimentalno določenimi veličinami toka ali izpeljavo enačb osnovnih ohranitvenih zakonov na makroskopski ravni.

3.1.1 Povprečevanja Eulerjevih enačb

Najbolj pomembne in razširjene so metode povprečevanja veličin Eulerjevih enačb. Osnova vsega je Eulerjev zapis, pri katerem so prostorske koordinate in čas neodvisne spremenljivke. Vse ostale veličine se spreminjajo v odvisnosti od koordinat prostora in časa.

Ker daje merjenje veličin toka v določeni točki tokovnega polja prav tako več ali manj povprečene veličine, je povprečevanje Eulerjevih enačb splošno uveljavljen postopek v merilni tehniki. Še posebej uveljavljeno, za določitev veličin dvofaznih tokov, je povprečevanje po površini, ki se splošno uporablja za opis razmer v cevovodih. Sistem enačb se pri tem skrči na obravnavo enodimenzionalnega problema. S tem se izgubijo informacije o veličinah toka pravokotno na glavno smer toka, kar moramo, v primeru prenosa toplote in gibalne količine med zidom in tokom, nadomestiti s korelacijskimi izrazi.

Povprečevanje po časovnem intervalu se tako kot v primeru enofaznega toka uporablja za opis turbulence dvofaznih tokov. V teh tokovih so transportni procesi močno odvisni od lokalnih fluktuacij veličin toka (hitrosti, gostote..) nad povprečjem. Za opis teh fluktuacij so se najbolj obnesli modeli s povprečenjem po časovnem intervalu. Poleg tega se povprečenje po časovnem intervalu široko uporablja v primeru disperzije ene faze v drugi.

3.1.2 Povprečevanja Lagrangeovih enačb

Lagrangeove povprečne vrednosti so neposredno povezane z Lagrangeovim zapisom. Zapis je prilagojen analizi dinamike posameznega delca. Zaradi tega je povprečevanje Lagrangeovih enačb pomembno le v primeru, ko opazujemo gibanje posameznega delca in nas obnašanje "kolektiva" ne zanima. Poleg tega mora biti takšen tok stacionaren, to pomeni, da mora imeti nespremenljivo karakteristiko povprečnih vrednosti veličin.

Uspešno se ta metoda uporablja za opis posamezne faze toka brez faznih sprememb, saj lahko v teh primerih enačbe zakonov ohranitve opišejo natančno gibanje povprečnega delca sistema. Na ta način srečamo Lagrangeov zapis v enačbi ohranitve gibalne količine za posamezno fazo v primeru disperzijskega toka.

3.1.3 Boltzmannovo statistično povprečevanje

Boltzmannovo statistično povprečevanje in koncept številske gostote delcev sta pomembna, ko nas zanima večja skupina delcev. Ko se namreč poveča število obravnavanih delcev, število interakcij med njimi naraste in obnašanje posameznih delcev postaja vedno bolj zapleteno, zapis pa vedno bolj nejasen. V tem primeru kaže skupina delcev samosvoje lastnosti, ki se razlikujejo od lastnosti posameznega delca. Skupen mehanizem delcev je postal poglaviten dejavnik. Iz tega razloga je reševanje enačb za posamezen delec docela nepraktično in je povprečenje veličin nujno.

4. STATISTIČNA TEORIJA VEČFAZNEGA TOKA (POVPREČENJE PO VZORCU)

V tem podpoglavju se bom omejil na povprečevanje Eulerjevih enačb in sicer po vzorcu (ensamblu). Lagrangeovo formulacijo bom zaradi redke uporabe izpustil.

Osnovne enačbe povprečenja po vzorcu (statistično povprečenje) se bistveno ne razlikujejo od enačb, ki smo jih dobili z drugimi metodami povprečenja :

$$\bar{f}(t, x) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N f_n(t, x) \quad , \quad (\text{IV.26})$$

pri čemer je f povprečena veličina, N število vzorcev in f_n trenutna veličina vzorca.

Ker želimo veličine posamezne faze med seboj povezati ali jih celo zapisati v isti enačbi, je potrebno definirati takoimenovani indikator faze X_k .

$$X_k(x, t) = \begin{cases} 1 & \text{odvzeti vzorec pripada fazi } k \\ 0 & \text{odvzeti vzorec ne pripada fazi } k \end{cases} \quad (\text{IV.27})$$

Ta fazni indikator lahko sedaj dodamo veličinam posamezne faze k v enačbah ohranitvenih zakonov.

4.1 Lastnosti indikatorja faze

Da bi kasneje laže razumeli izpeljavo enačb ohranitvenih zakonov z uporabo statističnega povprečenja, je potrebno predstaviti nekatere lastnosti indikatorja faze X_k . Zamislimo si, da merimo poljubno veličino večfaznega toka. V primeru, da meritev izvajamo N -krat, lahko zapišemo, kolikokrat je meritev zajela fazo k in kolikokrat katero izmed ostalih faz. Verjetnost, da bomo zajeli fazo k , imenujemo fazna verjetnost α_k :

$$\alpha_k(x, t) = \bar{X}_k(x, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N X_{k,n}(x, t) \quad . \quad (\text{IV.28})$$

Natančnost je tem večja, čim večje je število N , pri čemer je seveda neizvedljivo, da bi vzorčenje nešteto krat ponavljali. Če sedaj združimo indikator faze X_k z obravnavano veličino, lahko zapišemo naslednjo zvezo:

$$\alpha_k \cdot \bar{f}(x, t) = \overline{X_k \cdot f(x, t)} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N X_{k,n}(x, t) \cdot f(x, t) \quad . \quad (\text{IV.29})$$

Ta zveza nam sedaj omogoča, da vsaki veličini enačb ohranitvenih zakonov pridamo indikator faze k in jo v procesu povprečenja povežemo s fazno verjetnostjo α_k . Takšna enačba sedaj ne daje informacije le o osnovnih fizikalnih veličinah, ampak tudi določa verjetnost prisotnosti faze k v obravnavani točki polja.

Osnovne lastnosti

V tej točki bom podal nekaj osnovnih lastnosti [3] in jih ne bom posebej izpeljeval.

$$X_1 + X_2 = 1 \quad , \quad (IV.30)$$

$$\nabla X_1 = -\nabla X_2 \quad , \quad (IV.31)$$

$$\frac{DX_k}{Dt} = \frac{\partial X_k}{\partial t} + u_i \cdot \nabla X_k = 0 \quad . \quad (IV.32)$$

Odvajanje

Če je funkcija $\Phi(x,t)$ poljubna testna funkcija, ki izgine v neskončnosti, potem za odvoda $\partial X_k/\partial t$ in $\partial X_k/\partial x$ veljata naslednji zvezi :

$$\int_V \int_t \frac{\partial X_k(x,t)}{\partial t} \cdot \Phi(x,t) \cdot dx \cdot dt = - \int_V \int_t X_k(x,t) \cdot \frac{\partial \Phi(x,t)}{\partial t} \cdot dx \cdot dt \quad , \quad (IV.33)$$

$$\int_V \int_t \frac{\partial X_k(x,t)}{\partial x_j} \cdot \Phi(x,t) \cdot dx \cdot dt = - \int_V \int_t X_k(x,t) \cdot \frac{\partial \Phi(x,t)}{\partial x_j} \cdot dx \cdot dt \quad . \quad (IV.34)$$

V primeru, da je $f(x,t)$ gladka funkcija, veljajo znotraj posamezne faze za produkta $f \cdot \partial X_k/\partial t$ in $f \cdot \partial X_k/\partial x$ relacije :

$$\int_V \int_t f \cdot \frac{\partial X_k(x,t)}{\partial t} \cdot \Phi(x,t) \cdot dx \cdot dt = - \int_V \int_t X_k(x,t) \cdot \frac{\partial}{\partial t} [f \cdot \Phi(x,t)] \cdot dx \cdot dt \quad , \quad (IV.35)$$

$$\int_V \int_t f \cdot \frac{\partial X_k(x,t)}{\partial x_j} \cdot \Phi(x,t) \cdot dx \cdot dt = - \int_V \int_t X_k(x,t) \cdot \frac{\partial}{\partial x_j} [f \cdot \Phi(x,t)] \cdot dx \cdot dt \quad , \quad (IV.36)$$

po definiciji pa za vsako funkcijo velja

$$\int_V \int_t X_k(x,t) \cdot f(x,t) \cdot dx \cdot dt = \int_{V_k} \int_t f(x,t) \cdot dx \cdot dt \quad . \quad (IV.37)$$

Posploševanje teorema $\overline{\nabla f} = \nabla \bar{f}$

V naslovu izpostavljeni teorem velja le znotraj vsake posamezne faze. Če želimo veljavnost teorema razširiti za prehod čez fazno mejo, je potrebno teorem nekoliko spremeniti.

$$\bar{f} = \overline{X_1 \cdot f + X_2 \cdot f} \quad , \quad (\text{IV.39})$$

$$\overline{\nabla f} = \overline{X_1 \cdot \nabla f + X_2 \cdot \nabla f} = \overline{X_1 \cdot \nabla f} + \overline{X_2 \cdot \nabla f} \quad . \quad (\text{IV.40})$$

Ob upoštevanju identitete za vsako posamezno fazo

$$\overline{\nabla(X_k \cdot f)} = \overline{X_k \cdot \nabla f + f \cdot \nabla X_k} = \overline{X_k \cdot \nabla f} + \overline{f \cdot \nabla X_k} \quad , \quad (\text{IV.41})$$

lahko iz enačbe izpeljemo

$$\overline{\nabla f} = \overline{\nabla f} - \overline{f \cdot \nabla X_1} + \overline{f \cdot \nabla X_2} \quad , \quad (\text{IV.42})$$

pri čemer zadnji člen karakterizira spremembo pri prehodu preko fazne meje. V primeru izpeljave enačb za notranjost posamezne faze bomo zadnji člen seveda izpuščali.

Iste zakonitosti kot za skalar f veljajo za vektorsko polje. Če je \vec{a} vektor tega polja, lahko prav tako zapišemo

$$\overline{\nabla \vec{a}} = \nabla \vec{a} - \overline{\vec{a} \cdot \nabla X_1} + \overline{\vec{a} \cdot \nabla X_2} \quad . \quad (\text{IV.44})$$

4.2 Izpeljava osnovnih enačb ohranitvenih zakonov

V splošnem dobimo statistične enačbe večfaznega toka z veličinami, povprečenimi po vzorcu tako, da enačbe pomnožimo z indikatorjem faze X_k in jih nato povprečimo po zgledu na (IV.29).

4.2.1 Enačba ohranitve mase

Osnovno enačbo ohranitve mase (IV.8) pomnožimo s X_k in zapišemo

$$X_k \cdot \frac{\partial \rho_k}{\partial t} + X_k \cdot \nabla(\rho_k \cdot u_k) = 0 \quad . \quad (\text{IV.45})$$

Oba člena enačbe razstavimo s pomočjo diferenciacije.

$$X_k \cdot \frac{\partial \rho_k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (X_k \cdot \rho_k) - \rho_k \cdot \frac{\partial X_k}{\partial t} , \quad (\text{IV.46})$$

$$X_k \cdot [\nabla \cdot (\rho_k \cdot u_k)] = \nabla \cdot [X_k \cdot (\rho_k \cdot u_k)] - \rho_k \cdot u_k \cdot \nabla X_k . \quad (\text{IV.47})$$

Če upoštevamo še izraz (IV.32), lahko zapišemo

$$\frac{\partial}{\partial t} (X_k \cdot \rho_k) + \nabla \cdot [X_k \cdot (\rho_k \cdot u_k)] = \rho_k \cdot (u_k - u_i) \cdot \nabla X_k , \quad (\text{IV.48})$$

kjer člen na desni predstavlja specifični izvor mase faze k v $[\text{kg}/\text{m}^3\text{s}]$ na stični ravnini. Sedaj enačbo povprečimo po vzgledu (IV.29) in dobimo izraz

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t} (X_k \cdot \rho_k)} + \overline{\nabla \cdot [X_k \cdot (\rho_k \cdot u_k)]} = \bar{J}_k . \quad (\text{IV.49})$$

V enačbi so še vedno zastopane trenutne lokalne veličine. Le-te razdelimo v povprečne veličine in fluktuacije :

$$\rho_k = \bar{\rho}_k + \rho'_k , \quad (\text{IV.50})$$

$$u_k = \bar{u}_k + u'_k . \quad (\text{IV.51})$$

Enačbi (IV.50) in (IV.51) vstavimo v enačbo (IV.49) in po krajšem izpeljevanju dobimo končno obliko kontinuitetne enačbe:

$$\frac{\partial (\alpha_k \cdot \bar{\rho}_k)}{\partial t} + \nabla \alpha_k \bar{\rho} \bar{u} + \overline{\nabla \cdot X_k \cdot \rho'_k u'_k} = 0 . \quad (\text{IV.52})$$

4.2.2 Enačba ohranitve gibalne količine

Podobno ravnamo v primeru enačbe ohranitve gibalne količine :

$$X_k \cdot \frac{\partial (\rho_k \cdot u_k)}{\partial t} + X_k \cdot (\nabla \cdot \rho_k u_k u_k) = X_k \cdot \nabla \sigma_k + X_k \cdot \rho_k \cdot g . \quad (\text{IV.53})$$

Člene razstavimo s pomočjo sledečih zvez :

$$X_k \frac{\partial (\rho_k \cdot u_k)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (X_k \cdot \rho_k u_k) - \rho_k u_k \cdot \frac{\partial X_k}{\partial t} , \quad (\text{IV.54})$$

$$X_k \cdot (\nabla \cdot \rho_k u_k u_k) = \nabla (X_k \cdot \rho_k u_k u_k) - \rho_k u_k u_k \cdot \nabla X_k, \quad (\text{IV.55})$$

$$X_k \cdot (\nabla \sigma_k) = \nabla \cdot (X_k \cdot \sigma_k) - \sigma_k \cdot \nabla X_k. \quad (\text{IV.56})$$

Vstavimo enačbe (IV.54), (IV.55) in (IV.56) v osnovno enačbo (IV.53) in dobimo

$$\frac{\partial (X_k \cdot \rho_k u_k)}{\partial t} - \rho_k \cdot u_k \frac{\partial X_k}{\partial t} + \nabla \cdot (X_k \cdot \rho_k u_k u_k) - \rho_k u_k u_k \cdot \nabla X_k = \nabla (X_k \cdot \sigma_k) - \sigma_k \cdot \nabla X_k + X_k \cdot \rho_k \cdot g. \quad (\text{IV.57})$$

Ob upoštevanju lastnosti (IV.32) lahko zapišemo naslednjo relacijo

$$\frac{\partial (X_k \cdot \rho_k u_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (X_k \cdot \rho_k u_k u_k) = \nabla (X_k \cdot \sigma_k) - \sigma_k \cdot \nabla X_k + X_k \cdot \rho_k \cdot g + \rho_k u_k \cdot (u_k - u_i) \cdot \nabla X_k, \quad (\text{IV.58})$$

pri čemer je

$$\rho_k u_k \cdot (u_k - u_i) \cdot \nabla X_k = u_{ki} \cdot J_k, \quad (\text{IV.59})$$

specifični tok gibalne količine faze k skozi stično ravnino v $[\text{kg}/\text{m}^2\text{s}]$. Enačbo (IV.58) sedaj povprečimo

$$\overline{\frac{\partial (X_k \cdot \rho_k u_k)}{\partial t}} + \overline{\nabla \cdot (X_k \cdot \rho_k u_k u_k)} = \overline{\nabla \cdot (X_k \cdot \sigma_k)} + \overline{X_k \cdot \rho_k \cdot g} - \overline{\sigma_k \cdot \nabla X_k} + \overline{u_{ki} \cdot J_k}, \quad (\text{IV.60})$$

in razstavimo trenutne lokalne vrednosti na povprečeno in fluktuacijsko komponento.

$$\rho_k = \bar{\rho}_k + \rho'_k, \quad (\text{IV.61})$$

$$u_k = \bar{u}_k + u'_k. \quad (\text{IV.62})$$

Po dolgotrajnem in mukotrpnem izpeljevanju se dokopljemo do končnega izraza

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\alpha_k \cdot \bar{\rho}_k \bar{u}_k)}{\partial t} + \frac{\partial \cdot \overline{X_k \cdot \rho'_k u'_k}}{\partial t} + \nabla \cdot \overline{X_k \cdot \rho'_k u'_k} + \nabla \cdot (\alpha_k \cdot \bar{\rho}_k \bar{u}_k \bar{u}_k) + \nabla \cdot \overline{X_k \cdot \rho'_k u'_k u'_k} + \\ & + \nabla \cdot \overline{X_k \cdot \rho'_k u'_k u'_k} + \nabla \cdot \overline{X_k \cdot \rho'_k u'_k u'_k} = \nabla \cdot (\alpha_k \cdot \sigma_k) + \alpha_k \cdot \bar{\rho}_k \cdot g - \overline{\sigma_k \cdot \nabla X_k} + \overline{u_{ki} \cdot J_k} \end{aligned} \quad (\text{IV.63})$$

4.2.3 Enačba ohranitve energije (zapisane z entalpijo)

Osnovna enačba, iz katere izhajamo, je enačba (IV.10) .

$$X_k \cdot \frac{\partial(\rho_k h_k)}{\partial t} + X_k \cdot \nabla \cdot (\rho_k h_k u_k) = X_k \cdot \frac{\partial p_k}{\partial t} + X_k \cdot u_k \cdot \nabla p_k - X_k \cdot \nabla q_k + X_k (\tau_k : \nabla u_k) + X_k \cdot \rho_k I_k \quad , \quad (\text{IV.64})$$

pri čemer je \cdot : oznaka za diadni produkt in I_k specifični toplotni izvor v [$^w/k_B$]. Če vstavimo že znane relacije

$$X_k \cdot \frac{\partial(\rho_k \cdot h_k)}{\partial t} = \frac{\partial(X_k \cdot \rho_k h_k)}{\partial t} - \rho_k \cdot h_k \cdot \frac{\partial X_k}{\partial t} \quad , \quad (\text{IV.65})$$

$$X_k \cdot \nabla \cdot (\rho_k h_k u_k) = \nabla \cdot (X_k \cdot \rho_k h_k u_k) - \rho_k h_k u_k \cdot \nabla X_k \quad , \quad (\text{IV.66})$$

$$X_k \cdot \nabla q_k = \nabla \cdot (X_k \cdot q_k) - q_k \cdot \nabla X_k \quad , \quad (\text{IV.67})$$

in

$$\frac{\partial X_k}{\partial t} + u_i \cdot \nabla X_k = 0 \quad , \quad (\text{IV.68})$$

dobimo enačbo

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(X_k \cdot \rho_k \cdot h_k)}{\partial t} + \nabla(X_k \cdot \rho_k h_k u_k) = \\ & = \rho_k \cdot h_k \cdot (u_k - u_i) \cdot \nabla X_k + X_k \cdot \frac{\partial p_k}{\partial t} + X_k u_k \cdot \nabla p - \nabla \cdot X_k q_k + q_k \cdot \nabla X_k + X_k \cdot \tau : \nabla u_k + X_k \cdot \rho_k I_k \quad . \end{aligned} \quad (\text{IV.69})$$

Trenutne lokalne veličine sedaj razstavimo na povprečno in fluktuacijsko komponento :

$$u_k = \bar{u}_k + u'_k \quad , \quad (\text{IV.70})$$

$$\rho_k = \bar{\rho}_k + \rho'_k \quad , \quad (\text{IV.71})$$

$$h_k = \bar{h}_k + h'_k \quad , \quad (\text{IV.72})$$

$$p_k = \bar{p}_k + p'_k \quad . \quad (\text{IV.73})$$

Enačbe (IV.70), (IV.71), (IV.72) in (IV.73) vstavimo v enačbo (IV.69), le-to pa povprečimo po zgledu (IV.29).

Upoštevati moramo še, da je specifični tok entalpije skozi stično ravnino v $[\text{W}/\text{m}^2]$

$$\overline{\rho_k \cdot h_k \cdot (u_k - u_i) \cdot \nabla X_k} = h_{k,i} \cdot \bar{J}_k \quad , \quad (\text{IV.74})$$

in je specifični izvor toplote v $[\text{W}/\text{m}^3]$

$$\overline{q_k \cdot \nabla X_k} = \bar{U}_k \quad . \quad (\text{IV.75})$$

Tako dobimo končno obliko povprečene enačbe ohranitve entalpije :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \alpha_k \bar{\rho}_k \bar{h}_k + \frac{\partial}{\partial t} \overline{X_k \cdot \rho'_k h'_k} + \nabla \alpha_k \cdot \overline{\rho_k h_k u_k} + \nabla \cdot \overline{X_k \rho'_k h'_k u'_k} + \\ & + \nabla \cdot \overline{X_k \rho'_k h'_k u'_k} + \nabla \cdot \overline{X_k \rho'_k h'_k u'_p} + \nabla \cdot \overline{X_k \rho'_k h'_k u'_k} = \\ & = \bar{h}_{k,i} \cdot \bar{J}_k + \alpha_k \cdot \frac{\partial \bar{p}_k}{\partial t} + X_k \cdot \frac{\partial \bar{p}'_k}{\partial t} + \alpha_k \bar{u}_k \cdot \nabla \bar{p}_k + \overline{X_k u'_k \cdot \nabla p'_k} + \\ & + \nabla \cdot \alpha_k \bar{q}_k - \bar{U}_k + \alpha_k \bar{\sigma}_k \cdot \nabla \bar{u}_k + \overline{X_k \cdot \sigma'_k \cdot \nabla u'_k} + \alpha_k \bar{\rho} \cdot \bar{I}_k + \overline{X_k \rho'_k \cdot I'_k} \quad . \end{aligned} \quad (\text{IV.76})$$

4.3 Enačbe stičnih pogojev

Prav tako morajo biti na stični ravnini izpolnjeni pogoji za celo vrsto veličin toka: maso, gibalno količino, skupno energijo, mehansko energijo, entalpijo in entropijo. Kot v primeru enačb ohranitvenih zakonov bom tudi tukaj navedel le najvažnejše.

Stični pogoj za maso

$$\bar{J}_1 + \bar{J}_2 = 0 \quad , \quad (\text{IV.77})$$

pri čemer je specifični tok mase posamezne faze na stični ravnini enak

$$\bar{J}_k = \overline{\rho_k (u_k - u_i) \cdot \nabla X_k} \quad . \quad (\text{IV.78})$$

Stični pogoj za gibalno količino

$$\bar{M}_1 + \bar{u}_{1,i} \cdot \bar{J}_1 + \bar{M}_2 + \bar{u}_{2,i} \cdot \bar{J}_2 = \bar{m} \quad , \quad (\text{IV.79})$$

pri čemer je specifični tok gibalne količine posamezne mase skozi stično ravnino enak

$$\bar{u}_{k,i} \cdot \bar{J}_k = \overline{\rho_k u_k (u_k - u_i) \cdot \nabla X_k} \quad , \quad (\text{IV.80})$$

in

$$\bar{M}_k = \overline{-\sigma_k \cdot \nabla X_k} . \quad (\text{IV.81})$$

To lahko tudi krajše zapišemo kot

$$\bar{m} = \overline{(n_1 \cdot \nabla X_1) \cdot m_i^\sigma} = \overline{(n_2 \cdot \nabla X_2) \cdot m_i^\sigma} = \overline{(n_k \cdot \nabla X_k) \cdot m_i^\sigma} , \quad (\text{IV.82})$$

pri čemer je $m_i^\sigma = \sigma \cdot c \cdot n$ zmožek med površinsko napetostjo, povprečno ukrivljenostjo stične ravnine in enotskim vektorjem stične ravnine.

Stični pogoj za energijo

$$\bar{U}_1 + \bar{h}_{1,i} \bar{\Gamma}_1 - \overline{p(u_1 - u_i) \cdot \nabla X_1} + \bar{U}_2 + \bar{h}_{2,i} \bar{\Gamma}_2 - \overline{p(u_2 - u_i) \cdot \nabla X_2} = \overline{(n_k \cdot \nabla X_k) \cdot q_i} , \quad (\text{IV.84})$$

pri čemer je

$$\bar{U}_k = \overline{q_k \cdot \nabla X_k} . \quad (\text{IV.85})$$

Na koncu je potrebno poudariti, da členi, ki vsebujejo samo povprečene veličine, ne delajo večjih preglavic pri numerični simulaciji, medtem ko je člene z fluktuacijskimi veličinami za zdaj še nemogoče natančno definirati.

Skušamo jih poenostaviti in zmanjšati njihovo število z vrsto korelacijskih nastavkov, kar je naloga raziskav, ki tečejo.

V. PRERAČUN HIDRODINAMIKE TROFAZNE MEŠANICE S PROGRAMOM "ESE" (Evaluation of Steam Explosions)

1. IZHODIŠČA

Program ESE je plod razvoja M. Leskovarja in J. Marna [8], in omogoča preračun štirifazne mešanice: talina, hladilo v kapljeviti in parni fazi ter zrak. Ker je program šele v fazi razvoja, zajema v tem trenutku preračun faze drobljenja curka in mešanja taline in hladila. Ne vsebuje še kriterijev, ki bi omogočili simulacijo same sprožitve in kasnejšo ekspanzijo.

Program je bil izveden iz zgoraj zapisanih enačb (IV.52), (IV.63) in (IV.76), ki so bile v ta namen prevedene v brezdimenzijsko obliko (V.1), (V.2) in (V.3). Program rešuje enačbe v 2D cilindričnih koordinatah z uporabo metode končnih razlik.

- Enačba ohranitve mase

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \frac{\alpha_k}{\rho_k} \left(\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \frac{D_k^3 g}{v_k^2} \left(\frac{\rho_k u_r}{r} + \frac{\partial(\rho_k u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_k u_z)}{\partial z} \right) \right) + \frac{D_k^3 g}{v_k^2} \left(u_r \frac{\partial \alpha_k}{\partial r} + u_z \frac{\partial \alpha_k}{\partial z} \right) = \frac{\Gamma_k}{\rho_k} \quad (\text{V.1})$$

- Enačba ohranitve gibalne količine

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + \frac{D_k^3 g}{v_k^2} \left(u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) = \frac{1}{\rho_k} \left(-\frac{\sigma_k}{D_k^2 \rho_k g} \frac{\partial p_k}{\partial r} + M_r + \frac{\Delta u_r \Gamma_k}{\alpha_k} \right), \quad (\text{V.2})$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + \frac{D_k^3 g}{v_k^2} \left(u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = \frac{1}{\rho_k} \left(-\frac{\sigma_k}{D_k^2 \rho_k g} \frac{\partial p_k}{\partial z} + \rho_k g_z + M_z + \frac{\Delta u_z \Gamma_k}{\alpha_k} \right). \quad (\text{V.3})$$

- Enačba ohranitve energije

$$\frac{\partial h_k}{\partial t} + \frac{D_k^3 g}{v_k^2} \left(u_r \frac{\partial h_k}{\partial r} + u_z \frac{\partial h_k}{\partial z} \right) = \frac{1}{\rho_k} \left(\frac{\xi_k T_k}{\rho_k h_k v_k} (I_k + E) + \frac{\Delta h_k \Gamma_k}{\alpha_k} \right) \quad (\text{V.4})$$

Vektor \vec{M} , ki se nahaja v obeh gibalnih enačbah V.2 in V.3, vključuje vse sile, ki delujejo na posamezno fazo, razen težnostne in tlačne sile. V energijski enačbi je prenos toplote skozi stično ravnino med posameznima fazama združen s fluktuacijskimi členi pod oznako E . Brezdimenzijske spremenljivke so definirane s sledečimi zvezami:

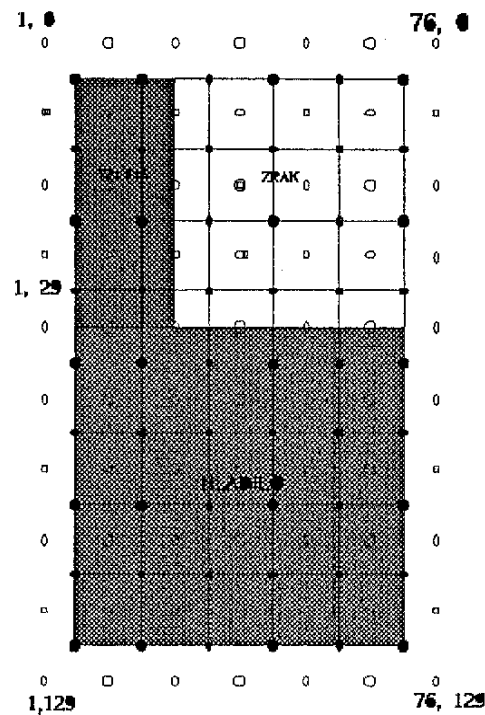
$$\begin{aligned} u_k &= \frac{D_k^2 g}{v_k}, \quad t_0 = \frac{D_k^2}{v_k}, \quad p_{k,0} = \frac{\sigma_k}{D_k}, \quad J_{k,0} = \frac{\rho_k}{t_k}, \quad M = \rho_k g, \quad I_{k,0} = \frac{\xi_k T_k}{D_k^2}, \\ \frac{\vec{u}_k}{u_k} &= (u_r, u_z), \quad \frac{\vec{r}}{D_k} = (r, z), \quad \frac{t}{t_0} \rightarrow t, \quad \frac{p_k}{p_{k,0}} \rightarrow p_k, \\ \frac{\vec{g}}{g_0} &= (0, g_z), \quad \frac{h_k}{h_{k,0}} \rightarrow h_k, \quad \frac{J_k}{J_{k,0}} \rightarrow \Gamma_k, \quad \frac{\vec{M}}{M} = (M_r, M_z), \quad \frac{I_k}{I_{k,0}} \rightarrow I_k. \end{aligned} \quad (\text{V.5})$$

2. ZAČETNI POGOJI

Geometrijo samega izliva (curka) taline sem povzel po [17] za primer MPZ24, tako da je mogoče rezultate medsebojno primerjati.

Curek taline je bil sestavljen iz ZrO_2 , gostote $\rho_i = 5.8 \text{ g/cm}^3$, začetne temperature $T_i = 1273 \text{ K}$ in začetne hitrosti $u_i = 2.2 \text{ m/s}$. Hladilo je bila voda z začetno temperaturo $T_h = 293 \text{ K}$. Okoliški zrak je imel enako temperaturo kot voda: $T_2 = 293 \text{ K}$.

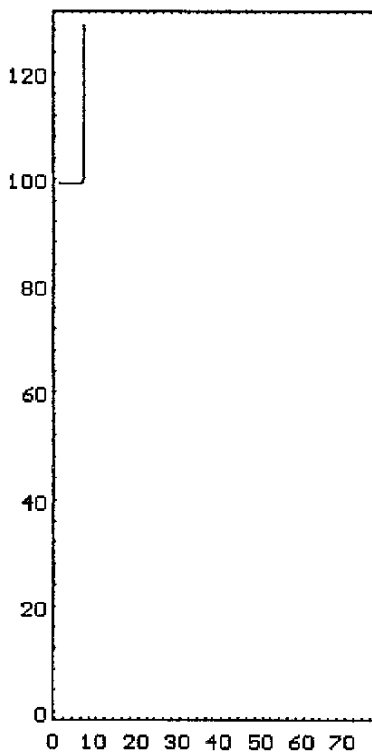
Komora je valjaste oblike premera $D_{kom} = 1500 \text{ mm}$ in višine $H_{kom} = 1000 \text{ mm}$. Premer curka taline je $D_{i,cur} = 100 \text{ mm}$ in višina curka $H_{i,cur} = 280 \text{ mm}$. Ves sistem je odprt in pri tlaku $p = 1 \text{ bar}$. Numerična mreža je velikosti 76×129 mrežnih točk. Pri izračunu je hitrostno polje poenoteno, kar pomeni, da so hitrosti vseh faz v določeni mrežni točki enake. Na ta način program ne upošteva zdrsa posameznih faz na stični ravnini.



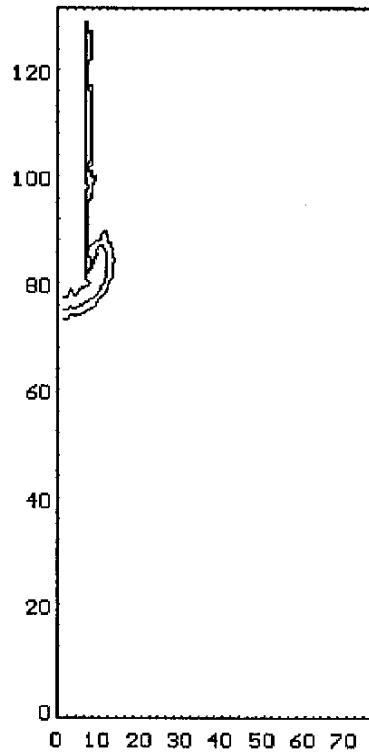
Slika V-1: Geometrije računske mreže

3. REZULTATI

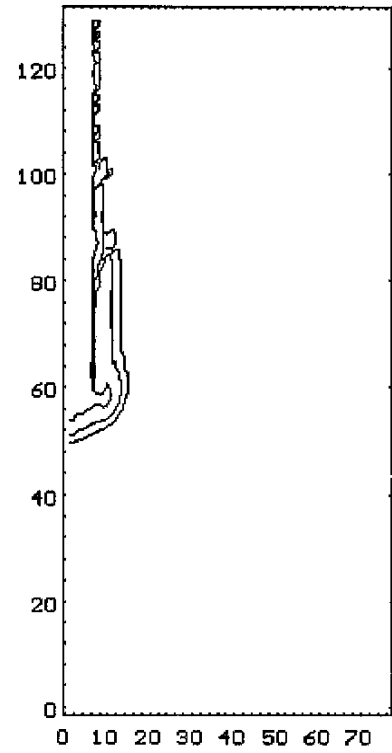
Skupina slik od V-2 do V-4 prikazuje *fazno verjetnost taline* pri prodiranju curka taline v hladilo. Slike so bile posnete s časovnim razmakom 0.1s . Izolinije označujejo fazno verjetnost po logaritemski skali z vrednostmi 0.5, 0.005 in 0.00005. Vidimo, da se čelo curka taline preoblikuje v narobe obrnjeno gobico, hladilo pa odnaša s površine curka delce taline.



Slika V-2: Talina, $t=0.0s$

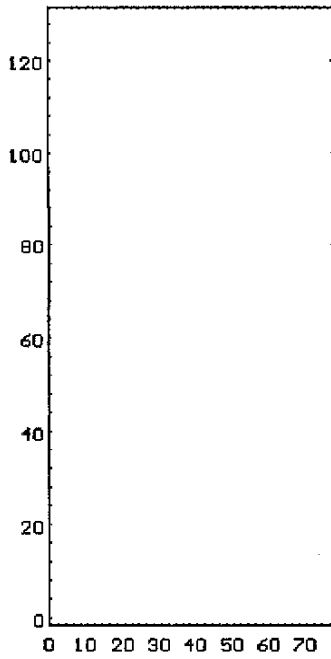


Slika V-3: Talina, $t=0.1s$

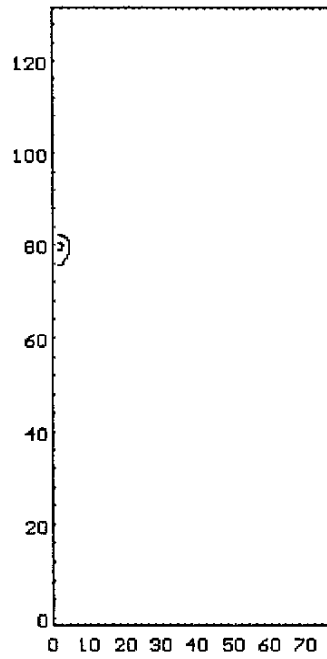


Slika V-4: Talina, $t=0.2s$

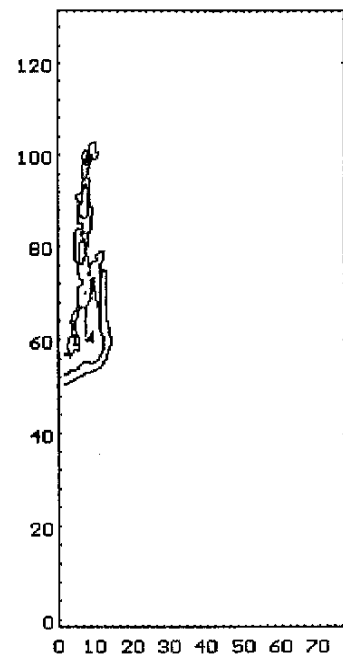
Slike od V-5 do V-7 prikazujejo *fazno verjetnost pare*. Slike so posnete z enakim časovnim korakom in enako skalo izolinij kot v prejšnjem primeru. Para se začne tvoriti šele, ko talina prepotuje 20 mrežnih razdalj. To je posledica podhlajenosti hladila (293K). Generacija pare se nato z drobitvijo curka taline povečuje, saj je vedno večja površina taline izpostavljena hladilu. Zaradi vzgonskih sil se nato para ob curku dviguje.



Slika V-5 Para, $t=0.0s$

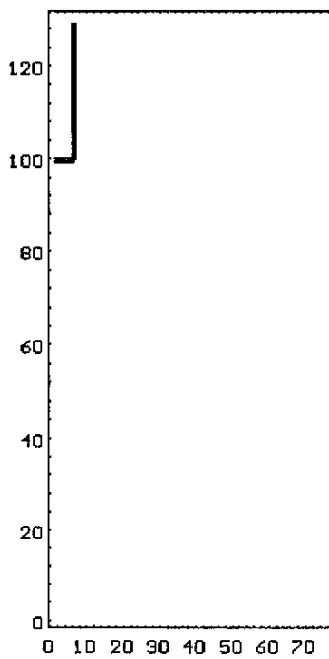


Slika V-6: Para, $t=0.1s$

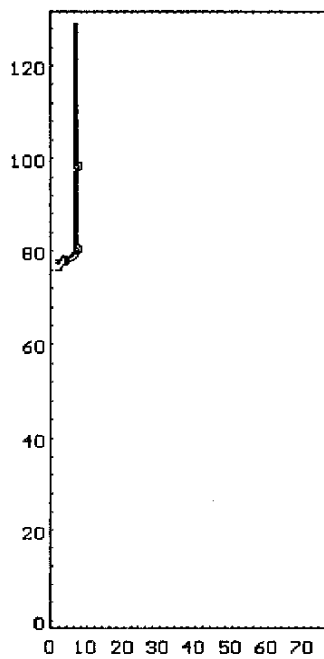


Slika V-7: Para, $t=0.2s$

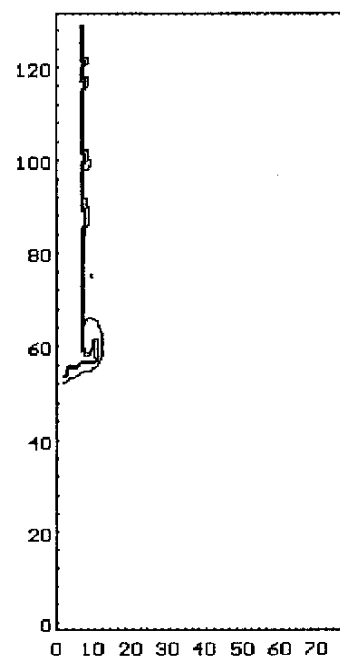
Fazne verjetnosti za vodo in zrak ne bom prikazoval, ker so spremembe slabo vidne in ne pripomorejo k nazornosti pojava. Mnogo pomembnejši je prikaz *temperaturnega polja*.



Slika V-8: Temp. $t=0.0s$



Slika V-9: Temp. $t=0.1s$

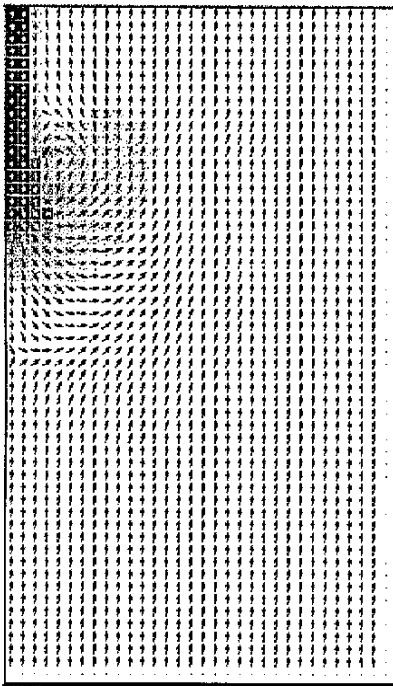


Slika V-10: Temp. $t=0.2s$

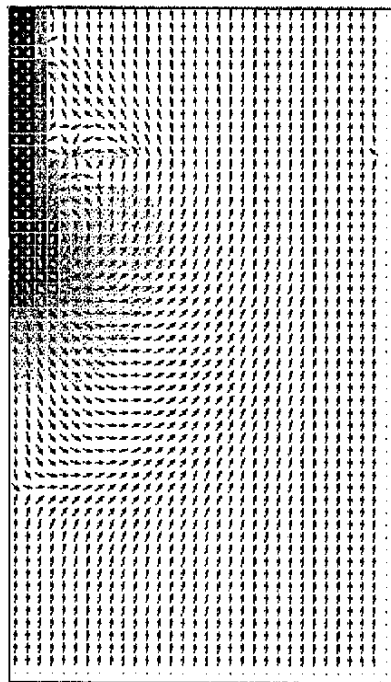
Časovni interval je tudi tu enak $t=0.1s$. Izoterme prikazujejo temperaturne nivoje 293K, 783K in 1273K. Na začetku, pri $t=0.0s$, so izoterme zgoščene na vrhu računске mreže. S povečevanjem časa se izoterme premikajo navzdol in se širijo. To je posledica potovanja curka taline proti dnu komore in njegovega razpada. Talina zavzema vedno večji prostor, pri tem pa se ohlaja.

Hitrostno polje je prikazano s puščicami in s paletto črno-belih odtenkov. Puščice prikazujejo smer toka diskretnih delcev zmesi, medtem ko črno-beli odtenki prikazujejo velikost hitrosti delcev. Črna barva pomeni maksimalno hitrost (2.2 m/s), bela barva pa mirovanje zmesi (0 m/s). Zaradi nazornosti je prikazana le vsaka 2.4 mrežna točka.

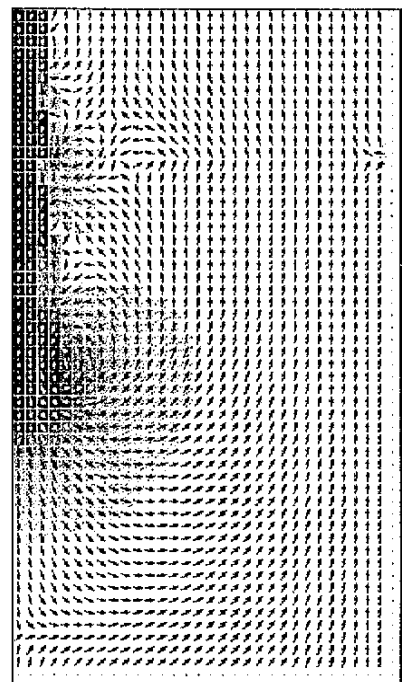
Pri prodiranju curka se hitrost taline počasi zmanjšuje, hitrost hladila pa narašča. Ustvarja se velik vrtinec v obliki narobe obrnjene "gobice", ki povratno prispeva k razpadu curka.



Slika V-11: Hitrost $t=0.0s$



Slika V-12: Hitrost $t=0.1s$



Slika V-13: Hitrost $t=0.2s$

4. ZAKLJUČEK

Prikazan izračun je dober primer novejših modelov, ki temeljijo na numeričnem modeliranju večfazne zmesi. Izračunati poizkuša hitrost razpada curka taline, količino taline, ki se pomeša s hladilom in napovedati, kako se pri tem procesu obnaša celotna zmes.

Da bi program zajel vse sile, ki delujejo med delci posameznih faz, bo potrebno pri izračunu hitrostnega polja upoštevati zdrs med posameznimi fazami in poiskati ustrezno formulacijo vektorja \vec{M} . Program prav tako ne vsebuje kriterijev, ki bi omogočili simulacijo sprožitve in širjenja parne eksplozije, kar bi omogočilo izračun mehanske in termične obremenitve komore. Zato ga bo potrebno v tej smeri še razviti in dograditi.

VI. ZAKLJUČEK

Z vidika varnosti jedrskega reaktorja je bistveno ugotoviti vse vzroke, ki motijo delovanje sistema ali celo povzročijo nesrečo. Eden od možnih vzrokov je tudi pojav parne eksplozije, ki lahko povzroči porušitev reaktorske posode in zadrževalnega hrama ter izpust radioaktivnih snovi v okolje. Da bi lahko to preprečili, je potrebno čim točneje napovedati verjetnost nastopa parne eksplozije in njeno jakost.

Za njuno ocenitev se v praksi največ uporabljajo verjetnostni parametrični izračuni, ki niso natančni, vendar zadovoljivo napovejo zgornjo mejo verjetnosti nastopa in jakost parne eksplozije (poglavje III).

Da bi povečali točnost in zanesljivost rezultatov, je bilo potrebno pojav parne eksplozije razstaviti na posamezne faze in modelirati vsako posebej. Razvoj računalnikov in numeričnega modeliranja je omogočil združevanje posameznih faz parne eksplozije v enotno teorijo (model ujetega hladila, teorija spontane nukleacije, termični detonacijski model). Kljub nekaterim uspehom pa modeli niso mogli zajeti vseh fizikalnih in kemičnih mehanizmov, ki krmilijo proces parne eksplozije.

Medtem, ko so hidrodinamični in termični mehanizmi faz mešanja taline in hladila, širjenja eksplozije in ekspanzije zmesi pojasnjeni s precejšnjo točnostjo, pa ostajajo modeli faz sprožitve parne eksplozije, eskalacije parne eksplozije in fragmentacije taline še vedno nedorečeni. Ogromno je namreč modelov, ki zajemajo le posamezne fizikalne in kemične mehanizme, ostale pa zanemarjajo.

Po mojem mnenju je združitev v enoten model celo nemogoča. Fizikalni in kemični mehanizmi se namreč bistveno razlikujejo med posameznimi sodelujočimi dvojicami materialov. Tako so npr. pri kovinskih talinah poglobitvi učinki vrenja in notranjih sil, pri oksidnih talinah pa učinki strjevanja in napetosti v trdni skorji. Poleg teh razlik so tu prisotni še kemični mehanizmi, ki prav gotovo zaradi visoke temperature in velike stične površine potekajo z izredno hitrostjo. Iz tega razloga je potrebno posamezne obstoječe modele omejiti na točno določene dvojice materialov.

Naslednji je problem velikega raztrosa eksperimentalnih rezultatov pri enakih robnih in začetnih pogojih. To je posledica naključnosti dogodkov v fazi sprožitve in eskalacije parne eksplozije, kar daje precej spremenljive končne veličine meritev.

Vzrok za to je po mojem mnenju potrebno iskati v pojavih nestabilnosti parne plasti, ki obdaja talino. To oviro bi lahko premagali z vključevanjem pravih verjetnostnih distribucij posameznih veličin v osnovne hidrodinamične enačbe ohranitve.

V prikazujemem delu sem s pomočjo programa "ESE", ki ga razvijajo na Inštitutu "Jožef Stefan", izračunal razporeditev mase taline, hladila, pare in zraka med procesom prodiranja curka taline v bazen s hladilom. Prav tako sem izračunal temperaturno in hitrostno polje zmesi.

Menim, da bo potrebno program v prihodnosti še razširiti, tako da bo sposoben simulirati vse faze procesa parne eksplozije. Pri tem bo seveda najteže modelirati fazo sprožitve parne eksplozije, kjer bo potrebno upoštevati zgoraj zapisana spoznanja in omejitve.

VII. PRILOGE

TABELA III.3: Kombinacija posameznih parametrov in njihovih distribucij pri primarnem izračunu

Št.	Distribucija	Vstopne vrednosti					
		Obseg taljenja jedr. sredice (%)	Premer izliva (m)	Globina izliva (m)	Delež kondenzacije (%)	Kvocient pretvorbe (%)	
1	celotni interval	0-75	0.0-3.4	0.0-3.0	25-100	0-5	
2	spodnji interval (L)	0-25	0.0-1.13	0.0-1.0	25-50	0.0-1.7	
3	srednji interval (M)	25-50	1.13-2.27	1.0-2.0	50-75	1.7-3.3	
4	zgornji interval (H)	50-75	2.27-3.4	2.0-3.0	75-100	3.3-5.0	
5	vse vrednosti so	L	M	M	M	M	
6	vzorčene iz (M)	M	L	M	M	M	
7	intervala razen	M	M	L	M	M	
8	označenih iz	M	M	M	L	M	
9	(L) intervala	M	M	M	M	L	
10	vse vrednosti so	H	M	M	M	M	
11	vzorčene iz (M)	M	H	M	M	M	
12	intervala razen	M	M	H	M	M	
13	označenih iz	M	M	M	H	M	
14	(H) intervala	M	M	M	M	H	
15	vse vrednosti so	L	H	H	H	H	
16	vzorčene iz (H)	H	L	H	H	H	
17	intervala razen	H	H	L	H	H	
18	označenih iz	H	H	H	L	H	
19	(L) intervala	H	H	H	H	L	
20	vse vrednosti so	H	L	L	L	L	
21	vzorčene iz (L)	L	H	L	L	L	
22	intervala razen	L	L	H	L	L	
23	označenih iz	L	L	L	H	L	
24	(H) intervala	L	L	L	L	H	

TABELA III.4: Kombinacije posameznih parametrov in njihovih distribucij pri sekundarnem izračunu

Št.	Distribucija	Vstopne vrednosti					Kvocient pretvorbe (%)
		Obseg taljenja jedr. sredice (%)	Premer izliva (m)	Globina izliva (m)	Delež kondenzacije (%)		
25	Toplotni potencial 0.8 MJ/kg	L	L	L	L	L	L
26		M	M	M	M	M	M
27		H	H	H	H	H	H
28	Toplotni potencial 1.6 MJ/kg	L	L	L	L	L	L
29		M	M	M	M	M	M
30		H	H	H	H	H	H
31	Hladilo in talina, ki ne sodelujeta v mešanju faz	L	L	L	L	L	L
32		M	M	M	M	M	M
33		H	H	H	H	H	H
34	Hladilo in talina, ki ne sodelujeta v mešanju faz pod cono interakcije	L	L	L	L	L	L
35		M	M	M	M	M	M
36		H	H	H	H	H	H
37	Sprememba kvocienta pretvorbe	75-100	L	L	L	L	L
38		75-100	M	M	M	M	M
39		75-100 (termodinamični model)	H	H	H	H	H
40	Porušitev dna RPV pri energiji eksplozije	L	L	L	L	L	0-5.3
41		M	M	M	M	M	5.3-10.7
42		H	H	H	H	H	10.7-16.0
43	Porušitev dna RPV pri energiji eksplozije	L	L	L	L	L	L
44		M	M	M	M	M	M
45		H	H	H	H	H	H

TABELA III.5: Rezultati primarnega izračuna

Št.	Distribucija	Izračunane vrednosti				Porušitev pri 10000 simulacijah			
		Pov. energija eksplozije (MJ)	Kinetična en. u.vala (MJ)	Volumen u.vala (m ³)	Masa udar. vala (1000 kg)	Dna RPV	Veznih členov	Izstrelek u>50m/s	Izstrelek u>90m/s
1	celotni interval	584	283	31,544	53,1	2017	466	460	267
2	spodnji interval (L)	11	1	9,3	16,7	0	0	0	0
3	srednji interval (M)	732	400	40,2	61,6	2126	1	1	0
4	zgornji interval (H)	3828	2088	22,6	53,8	10000	9987	9987	9959
5	vse vrednosti so	407	211	25,2	28,6	172	0	0	0
6	vzorčene iz (M)	106	24	16,6	50,3	0	0	0	0
7	intervala razen	247	98	24,2	55,1	4	0	0	0
8	označenih iz	735	404	69,3	62	2087	0	0	0
9	(L) intervala	248	100	45,8	68,5	5	0	0	0
10	vse vrednosti so	735	364	47,3	92,6	2136	0	0	0
11	vzorčene iz (M)	1352	683	32,9	43,8	8272	185	185	2
12	intervala razen	1078	570	39	54,3	5335	62	62	0
13	označenih iz	722	396	28,8	62,1	1977	68	68	0
14	(H) intervala	1203	595	31,3	51,8	5884	384	384	84
15	vse vrednosti so	779	434	14,6	22,3	3479	1714	1557	0
16	vzorčene iz (H)	293	147	19,5	84	79	0	0	0
17	intervala razen	1116	433	25,1	81,5	5155	460	460	162
18	označenih iz	3620	2083	54,6	53,8	10000	4110	4110	4110
19	(L) intervala	780	392	37,7	87,4	3524	5	5	0
20	vse vrednosti so	12	1	34,2	79,4	0	0	0	0
21	vzorčene iz (L)	118	31	38,5	27,3	0	0	0	0
22	intervala razen	49	8	19,8	20,5	0	0	0	0
23	označenih iz	11	1	3,8	16,7	0	0	0	0
24	(H) intervala	56	9	9,3	16,7	0	0	0	0

TABELA III.6: Rezultati sekundarnega izračuna

Št.	Distribucija	Izračunane vrednosti						Porušitev pri 10000 simulacijah			
		Pov.energija eksplozije (MJ)	Kinetična en. u.vala (MJ)	Volumen u.vala (m ³)	Masa udar.vala (1000 kg)	Dna RPV	Veznih členov	Izstrelek u>50m/s	Izstrelek u>90m/s		
25	Toplotni potencial	7	1	9,3	16,9	0	0	0	0		
26	0.8 MJ/kg	484	258	45,3	67,7	220	0	0	0		
27		2259	1320	22,6	53,8	10000	9394	9394	5799		
28	Toplotni potencial	15	2	9,3	16,9	0	0	0	0		
29	1.6 MJ/kg	965	498	35,1	56,1	4118	89	89	89		
30		5109	2865	22,6	53,8	10000	10000	10000	10000		
31	Hladilo in talina, ki ne	11	1	9,3	16,8	0	0	0	0		
32	sodelujeta v mešanju faz	106	24	16,6	50,3	2094	1	1	0		
33	nad cono interakcije	3826	2086	22,6	55,8	10000	9993	9993	9966		
34	Hladilo in talina, ki ne	11	1	9,2	16,7	0	0	0	0		
35	sodelujeta v mešanju faz	732	424	39,9	59,8	2099	2	2	0		
36	pod cono interakcije	3830	2123	22,4	52,4	10000	10000	10000	9999		
37	Sprememba kvocienta	112	1	46,8	111	0	0	0	0		
38	pretvorbe	749	344	54,6	124	2252	0	0	0		
39	(termodinamični model)	4888	2518	26	74,4	10000	9753	9753	9677		
40	Porušitev dna RPV	36	5	9,3	16,9	0	0	0	0		
41	pri energiji eksplozije	2325	1136	26,2	46,4	7101	4304	4304	3053		
42	500 MJ	12292	7211	22,7	53,8	10000	9996	10000	10000		
43	Porušitev dna RPV	11	1	9,3	46,9	0	0	0	0		
44	pri energiji eksplozije	733	490	45,3	67,7	254	0	0	0		
45	1500 MJ	3821	2084	22,6	53,8	10000	9994	9994	9953		

Diagram III-10: Povprečna energija parne eksplozije v MJ (primarni izračun)

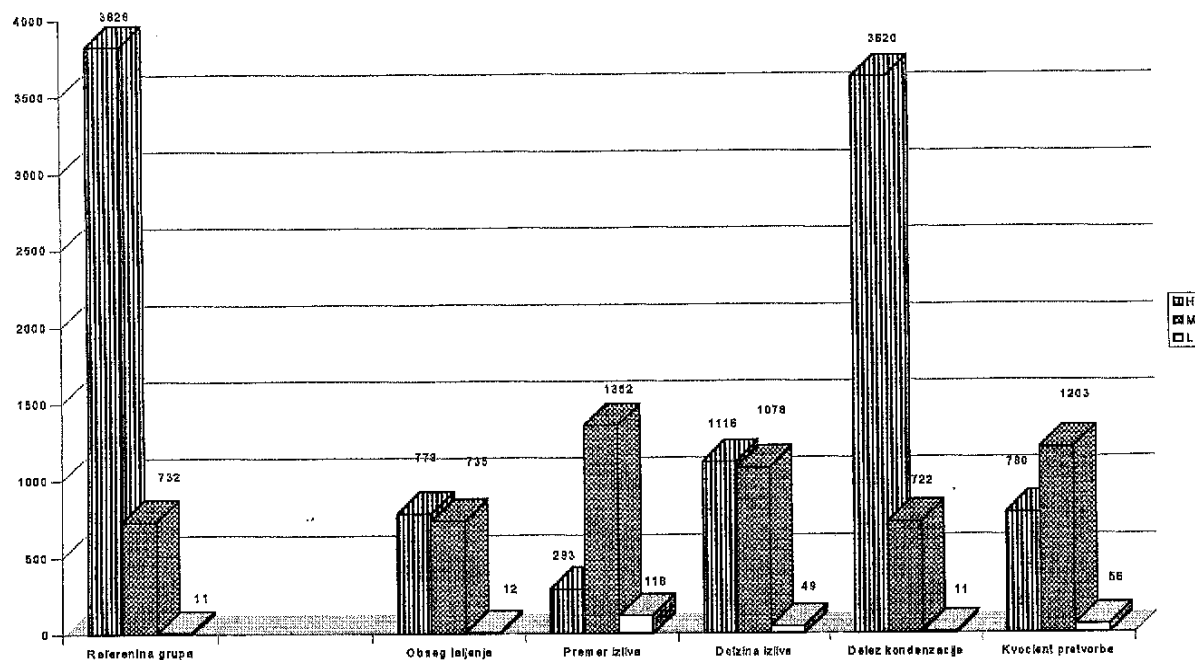


Diagram III-11: Povprečna energija udarnega vala v MJ (primarni izračun)

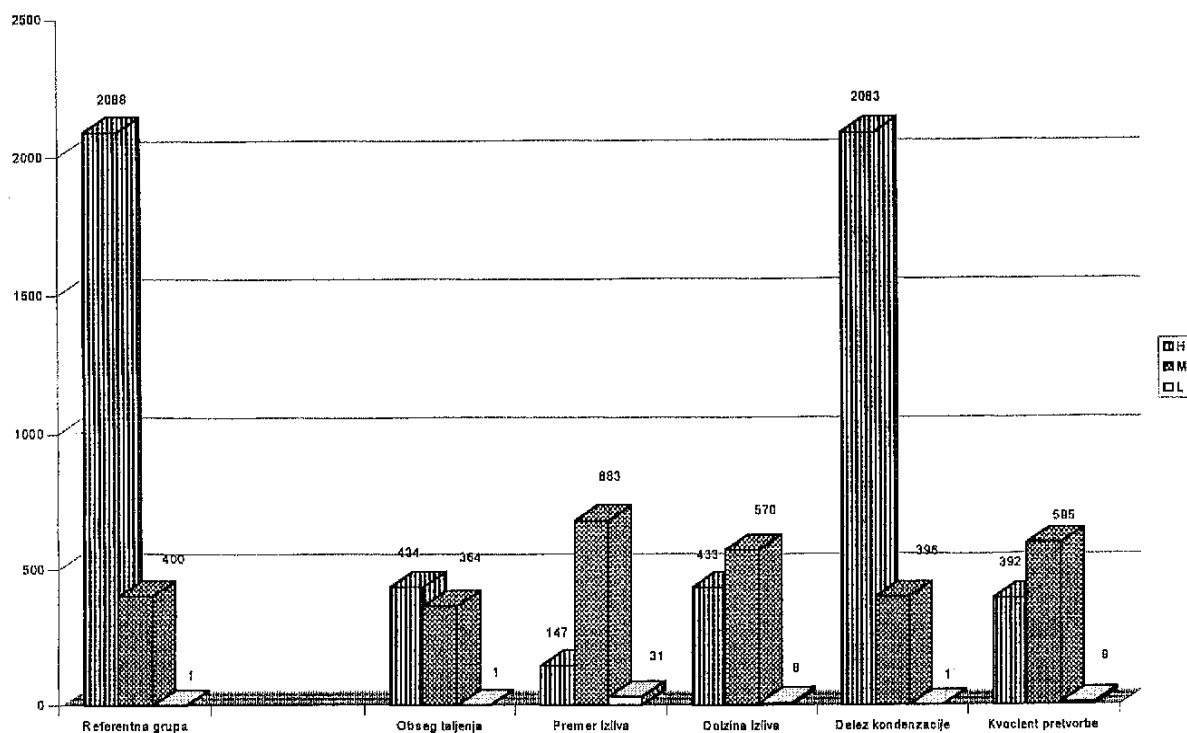


Diagram III-12: Št. porušitev dna RPV pri 10000 simulacijah modela (primarni izračun)

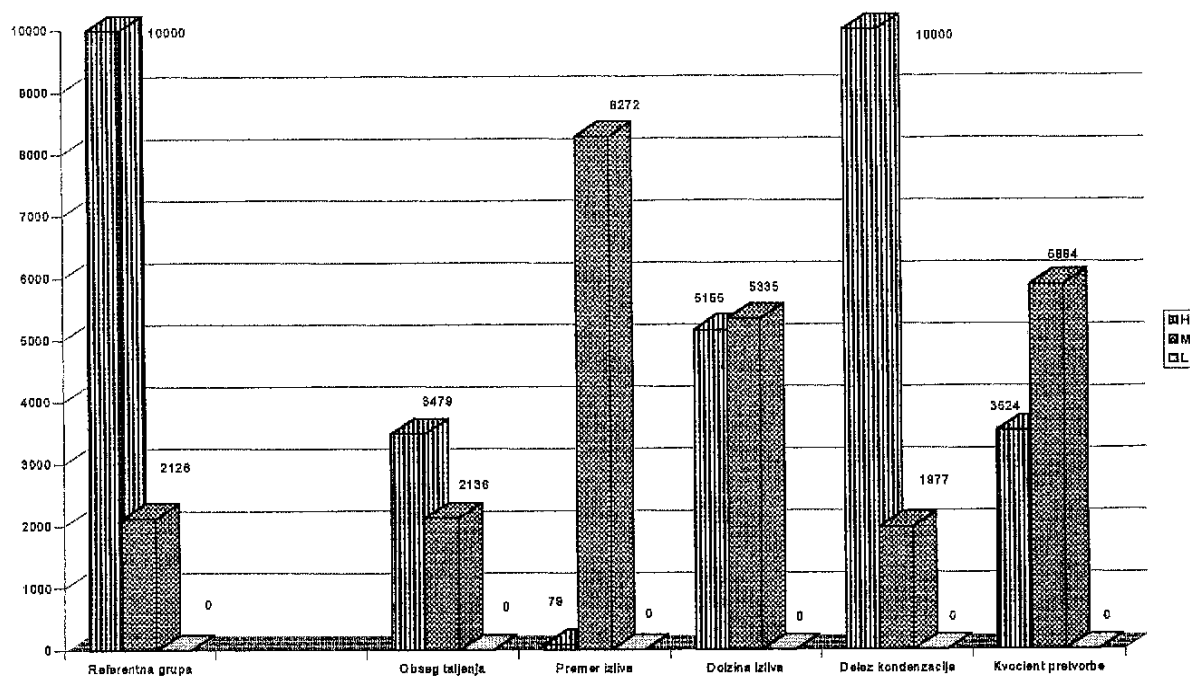


Diagram III-13: Št. generacij izstrelka z $u > 50\text{m/s}$ pri 10000 simulacijah modela (primarni izračun)

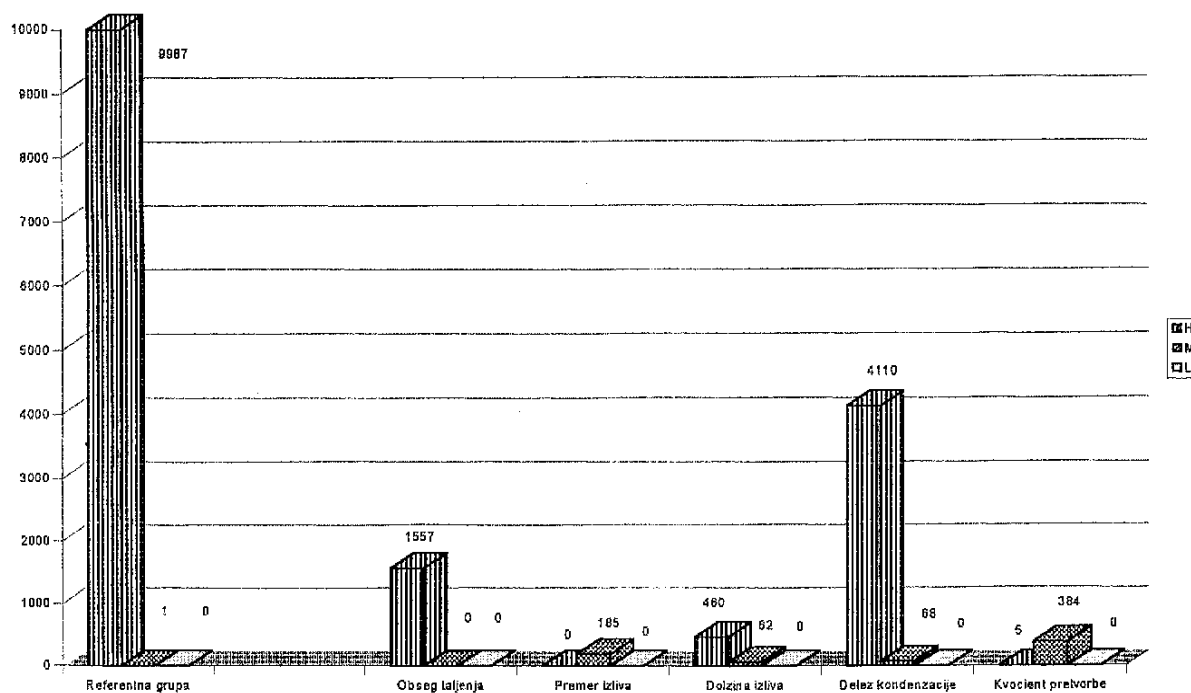


Diagram III-14: Št. generacij izstrelka z $u > 90\text{m/s}$ pri 10000 simulacijah modela (primarni izračun)

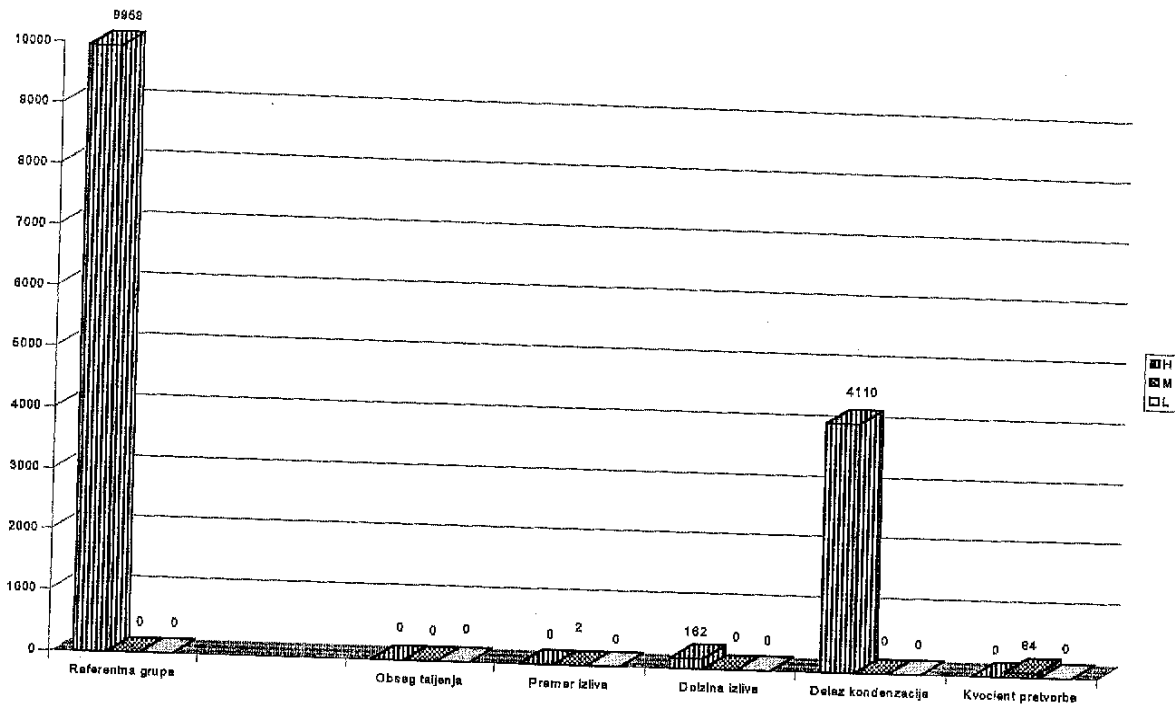


Diagram III-15: Povprečna energija parne eksplozije v MJ (sekundarni izračun)

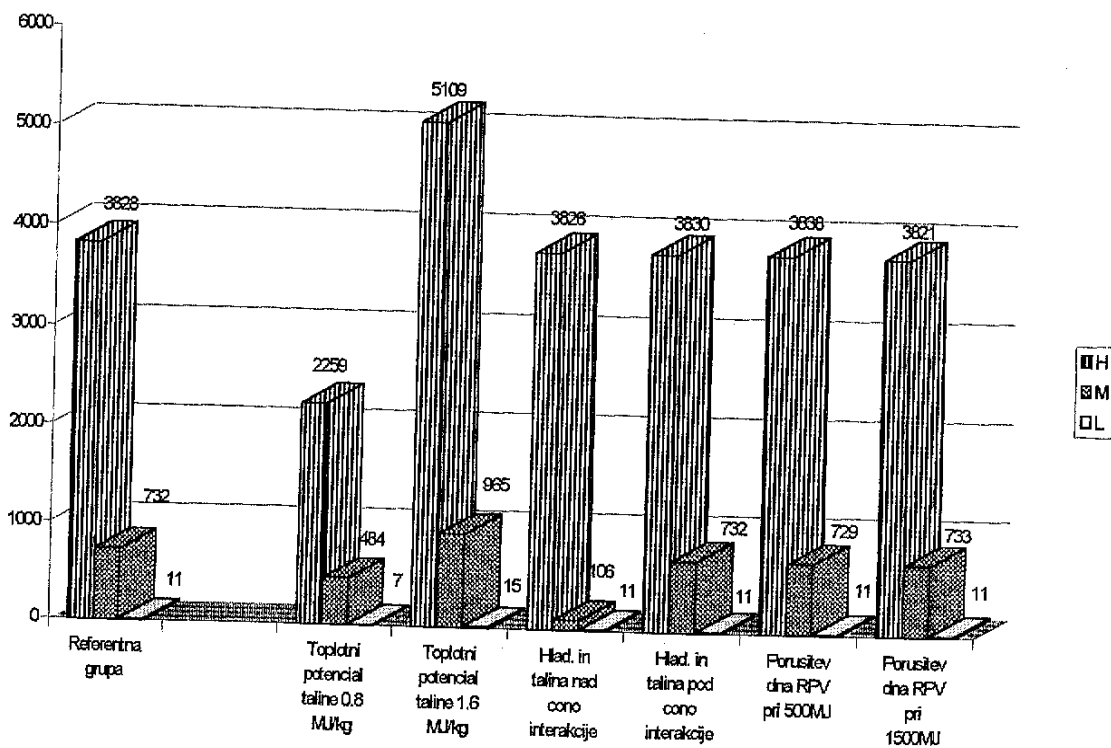


Diagram III-16: Povprečna energija udarnega vala v MJ (sekundarni izračun)

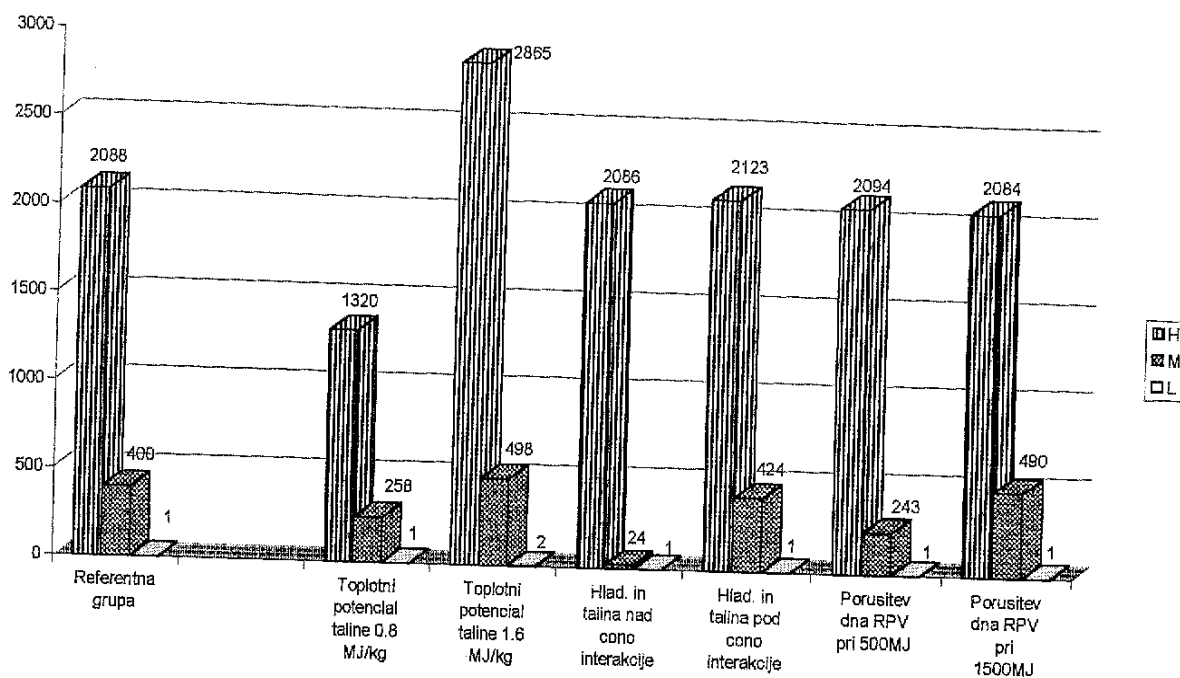


Diagram III-17: Št. porušitev dna RPV pri 10000 simulacijah modela (sekundarni izračun)

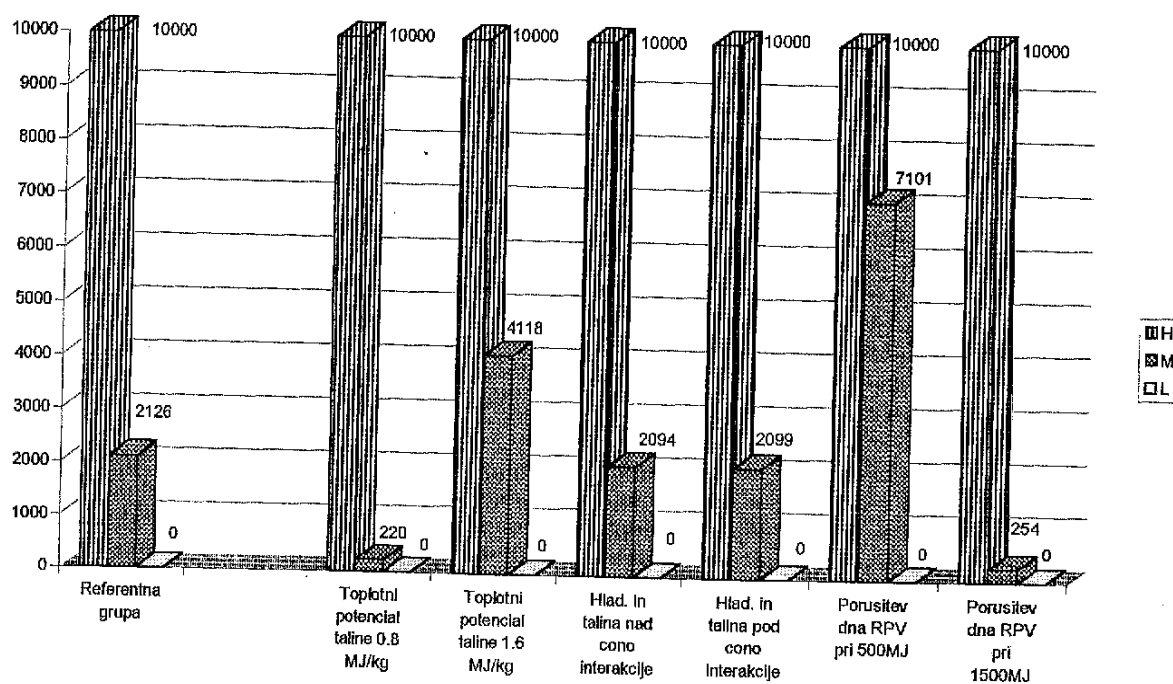


Diagram III-18: Št. generacij izstrelka z $u > 50\text{m/s}$ pri 10000 simulacijah modela (sekundarni izračun)

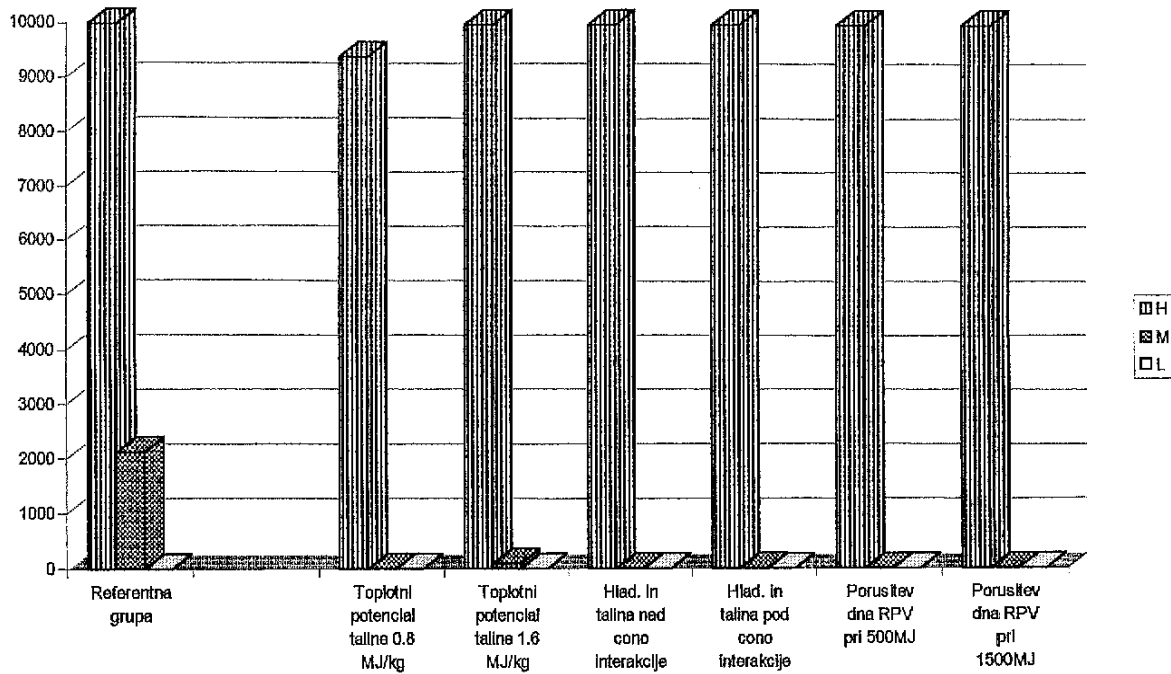
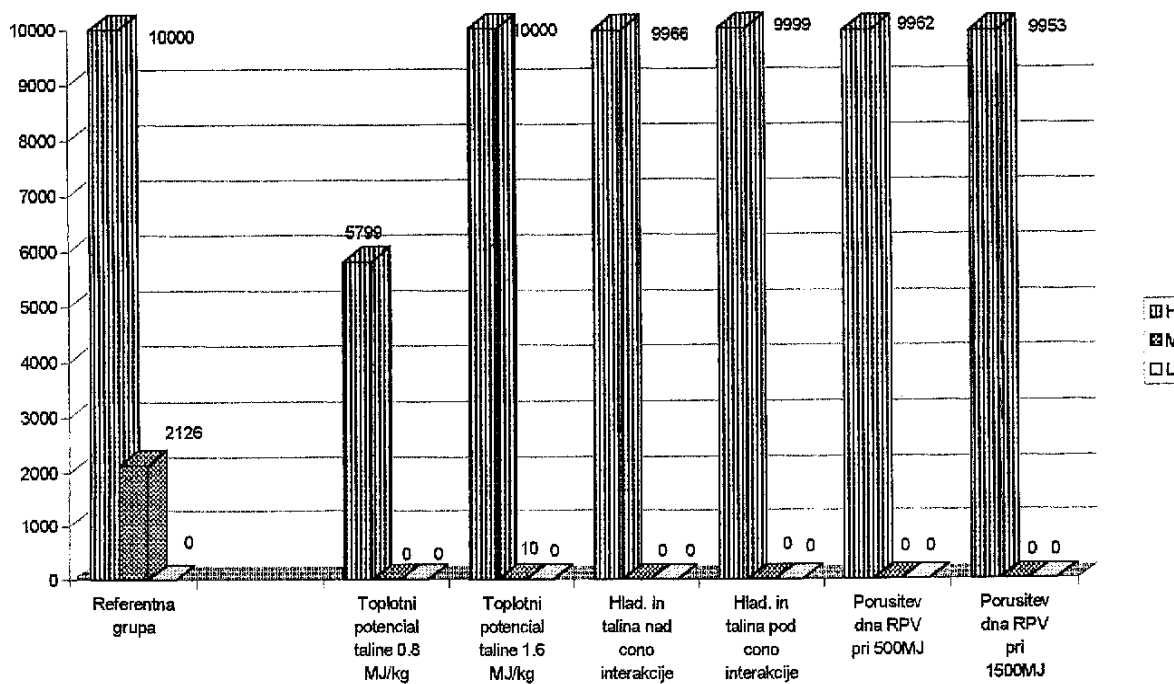


Diagram III-19: Št. generacij izstrelka z $u > 90\text{m/s}$ pri 10000 simulacijah modela (sekundarni izračun)



VIII. LITERATURA

- [1] W. H. Amarasooriya, T. G. Theofanous: *PREMIXING OF STEAM EXPLOSIONS, A Three Fluid Model*. Nuclear Engineering and Design 126 (1990), pp 23-39.
- [2] K. H. Bang, M. L. Corradini: *STRATIFIED VAPOR EXPLOSION EXPERIMENTS*. Chem. Eng.Comm., vol. 86 (1989), pp. 31-42.
- [3] M. Battoni, W. Sengpiel: *REVIEW OF MATHEMATICAL AND PHYSICAL BASIS OF TWO-PHASE FLOW MODELING*. Kernforschungszentrum Karlsruhe, August 1992.
- [4] M. Berman, D. V. Swenson, A. J. Wickett: *AN UNCERTAINTY STUDY OF PWR STEAM EXPLOSIONS*. Sandia National Laboratories, May 1984.
- [5] M. L. Corradini, B. J. Kim, M. D. Oh: *VAPOR EXPLOSIONS IN LIGHT WATER REACTORS, A Review Of Theory And Modeling*, University of California, Los Angeles (1989)
- [6] D. A. Drew: *MATHEMATICAL MODELING OF TWO-PHASE FLOW*. Annual Rev. Fluid Mechanics, 15 (1983), pp. 261-291.
- [7] Frank P. Incropera, David P. De Witt: *FUNDAMENTALS OF HEAT AND MASS TRANSFER*. Third Edition, John Wiley & Sons, New York 1990, pp. 587-637.
- [8] M. Leskovar, J. Marn: *BASIC PROBABILISTIC MULTIPHASE FLOW EQUATIONS*. Kuhljevi dnevi '94, Šmarješke toplice, Slovenija, Sept. 22-23, 1994, pp. 25-31.

- [9] S. Medhekar, M. Abolfadl, T. G. Theofanous: *TRIGGERING AND PROPAGATION OF STEAM EXPLOSIONS*. Nuclear Engineering and Design 126 (1991), pp. 41-49.
- [10] Y. Molodtsov, D. W. Muzyka: *GENERAL PROBABILISTIC MULTIPHASE FLOW EQUATIONS FOR ANALYZING GAS-SOLIDS MIXTURES*. International Journal of Engineering Fluid Mechanics, 2 (1), (1989) pp. 1-24.
- [11] J. Murphy, M. Corradini: *AN ASSESSMENT OF EX-VESSEL FCI ENERGETICS FOR ALWRS*. Nuclear Engr. and Engr. Physics (1994), pp. 281-289.
- [12] Mitja Najžer: *UVOD V JEDRSKE ELEKTRARNE*. Inštitut "Jožef Stefan" Ljubljana, Slovenija
- [13] M. Osredkar: *OB PETDESETLETNICI PRVEGA JEDRSKEGA REAKTORJA*. Strojniški vestnik 10-12 (1992), pp.245-248.
- [14] James K. Pickard, Frederick H. Warren, William W. Lowe, Stuart McLain: *POWER REACTOR TECHNOLOGY*. D. Van Nostrand Company Inc., Princeton, New Jersey 1961
- [15] T. G. Theofanous, W. W. Yuen: *THE PREDICTION OF DYNAMIC LOADS FROM EX-VESSEL STEAM EXPLOSIONS*. New Trends in Nuclear System Thermohydraulics, Pisa 94, 30.5-2.6.
- [16] Graham B. Wallis: *ONE DIMENSIONAL TWO-PHASE FLOW*. McGraw-Hill Book Company, New York 1969.
- [17] Members Group FCI, MM. Marn, Mantlik, Horvath: *REPPORT D'ESSAIS BILLEAU 1000 CAMPAGNE 1 EXPERIMENTS*. Direction Des Reacteurs Nucleaires, Centre D'Etudes Nucleaires De Grenoble, Juillet 1994.