
SKI – PERSPEKTIV

Bakgrund

Vid inre ångledningsbrott uppstår stora strömningsinducerade dynamiska krafter på reaktortankens tryckkärl och dess interndelar. Inom ramen för ett större pågående utredningsuppdrag inom SKI gällande belastningar på reaktortankens interndelar initierade SKI under 1999 en principiell förstudie, vilken finns publicerad i SKI rapport 00:12. Syftet med förstudien var att närmare studera arten av dessa dynamiska belastningar och kartlägga hur man inom industrin hanterat dessa vid konstruktionsberäkningarna av berörda komponenter. Dessutom ingick att ge förslag på hur man skulle angripa och kvantifiera osäkerheterna med dels de traditionella betraktelsesätten, dels de mer moderna metoderna (CFD-tekniken), som i takt med den snabba utvecklingen inom datorkraften alltmer börjar användas inom kärntekniska tillämpningar.

Förstudien resulterade bland annat i följande slutsatser:

1. Efter ett ångledningsbrott i en BWR bildas en tryckvåg i reaktortanken som ger upphov till dynamiska krafter, bland annat på interndelarna. Dessa laster har oscillerande karaktär och kan uppnå mycket höga amplituder. Man kan uppskatta en övre tidgräns för lasternas existens som bestäms av flashing av det överhettade vattnet i reaktortanken. En annan faktor som starkt påverkar de pulserade lasternas varaktighet är dämpningen. Lasternas amplitud och frekvens kan påverkas av ett flertal faktorer som beroende av konstruktionen kan ha olika inverkan i olika reaktorer.
2. Den traditionella svenska metoden för beräkning av laster på interndelarna efter ett ångledningsbrott bortser ifrån de tryckvågsrelaterade lasterna. Ingen förklaring till denna förenkling har kunnat hittas i de studerade referenserna.
3. Forsmark har genomfört en tredimensionell beräkning av ångledningsbrottrelaterade laster med hjälp av Computational Fluid Dynamics. Beräkningarna bekräftar lasternas oscillerande karaktär och höga amplituder. CFD är idag den metod som på ett mest fullständigt sätt kan beräkna sådana fenomen. CFD-tekniken, vilken för de aktuella problemen kräver relativt stora modeller och därmed omfattande tid- och datorresurser, är relativt ny och inte validerad för denna typ av transienta problem.
4. Tillämpning av akustiska modeller vid analys av rörbrottrelaterade krafter på interndelar rapporteras sparsamt i litteraturen. Denna metod kräver mycket mindre resurser än CFD. General Electric (GE) rapporterar framgångsrik användning av akustiska modeller vid beräkningar av tryckvågsrelaterade laster efter HC-ledningsbrott. Möjligheter att nyttja akustiska metoder, vilken utreds i rapportens andra del, bedöms vara goda.
5. Ingen av beräkningsmetoderna kan på ett med fysiken överensstämmande sätt ta hänsyn till fenomen knutna till fasövergångar i de områden som berörs. Därför tillämpas enfasantagande, vilket i litteraturen inte bedöms leda till stora avvikelser (inom tidram som definieras av flashing). Experimentell verifiering av denna bedömning vid reaktorförhållanden saknas. Parametrar som påverkar

enfasantagandet samt relaxationstiden bör analyseras vidare för varje reaktor.

6. Det enda sättet att värdera alla dessa beräkningsmetoders tillförlitlighet är genom experimentell verifiering. Någon experimentell verifiering av någon av beräkningsmetoderna (traditionella, akustiska eller CFD) för de tryckvågsrelaterade lasterna efter ett ångledningsbrott har dock inte kunnat hittas i litteraturen. Sökning efter experimentresultat som skulle kunna nyttjas vid eventuell validering av beräkningsmetoderna gav endast en möjlighet - Marviken experiment. Möjligheten att använda Marvikens (dessutom mycket begränsade) snabba tryckmätningar finns inte idag. Dessa finns nämligen endast på originalbanden – ett av SKI finansierat projekt pågår för närvarande för att försöka rädda dessa inspelningar. Det är osäkert i vilken utsträckning detta kan lyckas. Därför föreslås genomförande av validerande experiment.

Vidare var ytterligare en av slutsatserna i utredningen att i samband med säkerhetsgranskningar och bedömning funnits behov av mer enkla alternativa metoder till CFD-tekniken, eftersom CFD-tekniken är dels resurskrävande, dels relativt obeprövat inom en del komplexa problemområden som det kan bli fråga om inom kärntekniska tillämpningar. För att utreda en del av dessa frågor har följande studie genomfört.

SKI:s syfte

Detta arbete, Fas II av projektet, syftar till att klarställa frågor kring tillförlitligheten av beräkningar utförda med hjälp av CFD-tekniken samt utveckling av mera enkla beräkningsmetoder (akustiska metoder) för att på ett mera effektivt sätt kunna göra jämförelsebeträktelser mellan de båda teknikerna, och med hjälp därav göra både kvalitativa och kvantitativa bedömningar av belastningarna på interndelar i reaktortankens tryckkärl i en BWR reaktor av typ Forsmark 1 och 2.

Resultat

I utredningen har akustiska metoder studerats och jämförts med CFD. De akustiska metoder förutsätter en friktionsfri strömning där mediets densitet och vågutredningshastighet har i hela fältet konstant värde, vilken i sig baseras på stagnationstrycket. Den jämförande studien har skett utifrån ett typiskt beräkningsfall med postulering av brott i ångledningen. Detta beräkningsfall med väldefinierad geometri och begynnelse- och villkor visar att akustiska metoder utgör ett klart enklare och effektivare alternativ till CFD-tekniken för att beräkna de dynamiska strömningsinducerade lasterna på interndelar vid ett brott i ångledningen. De akustiska metoderna ger förutom fullt acceptabla belastningar för ingenjörsmässiga tillämpningar, även relativt enkla möjligheter att studera interaktionen mellan fluid och struktur. Därigenom erhålles betydande fördelar vid utvärdering av interndelarnas hållfasthet i och med att akustiska metoder finns implementerade i kommersiellt tillgängliga FEM-program.

Fortsatt verksamhet

Det har konstaterats inom ramen för dessa studier att man tidigare förbisettt inverkan av de tryckvågsrelaterade belastningarna, vilka kan ha förhållandevis höga amplituder, vid dimensionering av reaktortankens interndelar. Vilka hållfasthetsmässiga konsekvenser

detta innebär för interndelar är i det allmänna fallet svårbedömd. Detta eftersom inte bara strukturens känslighet, utan även interaktionen mellan struktur och fluid har betydelse för strukturens hållfasthet. Därför behöver man vid bedömningar av interndelarnas hållfasthet beakta de tryckvågsrelaterade belastningarna och interaktionen mellan fluid och struktur.

SKI finner i dagsläget inget behov av ytterligare och mer ingående forsknings- och utredningsinsatser för att klarlägga fysiken kring brott i ångledningen. De har klarställt att det finns fullt acceptabla metoder för beräkning av de strömningsinducerade lasterna vilka uppstår vid ett sådant brott, samt att dessa laster kan vara av hög amplituder vars inverkan på strukturens hållfasthet tidigare utan motiveringar förbisetts vid konstruktionsberäkningarna av berörda interndelar.

Vidare gäller de genomförda studierna brott i ångledning. Motsvarande brott på vattensidan befaras resultera i högre belastningar på interndelar. Grundläggande studier av fysiken vid brott på vattensidan och vilka belastningar som uppstår kan därför behöva genomföras.

Effekten på SKI:s verksamhet

Delutredningen ingår, som framgått ovan, i en mera omfattande utredning kring belastningar på reaktortankens interndelar.

Projektinformation

SKI:s projekthandläggare: Gabriel Barslivo
Projektnummer: 14.42-990389/99185

Andra projekt som rör interndelar är:

14.42-990389 – SKI rapport 00:12 – Studier av strömningsinducerade dynamiska laster på interndelar vid inre ångledningsbrott i BWR, februari 2000, Jerzy Marcinkiewicz och Olof Björndahl, SAQ.

SUMMARY

Det Norske Veritas has evaluated a method to analyse the pressure transient in Boiling Water Reactors after postulated main steam line break. The pipe break is postulated to occur in the vicinity of the reactor pressure vessel. The work was initiated by a pilot study in 1999, which was reported earlier in year 2000 by two SAQ/R&D reports. The Swedish Nuclear Power Inspectorate financed the work.

At the first stage a validation of two calculation methods for flow induced dynamic loads performed. A method based on non-stationary potential flow (linear approach) was validated against Computational Fluid Dynamics (STAR-CD). The calculations were performed for a simplified geometry, the steam was considered as a perfect gas and the flow as isentropic.

This report contains the description of the models, geometry, initial and boundary conditions and the medium. The theoretical background of the linear approach is presented. Calculated by the two methods oscillating pressures close to the steam dryer surface and dynamic, flow induced forces, acting on the steam dryer wall are presented and compared. Good agreement between the two methods was found concerning the pressure signal and the time dependent force acting on the steam dryer wall.

The linear approach has a number of advantages comparing to the CFD-computations. Using CFD-technique requires significantly more computer resources and in addition a large amount of data needs to be transferred to the structural code. Furthermore this large amount of data makes practically impossible to use CFD-technique for calculation of non-elementary problems considering fluid-structure interaction (FSI). On the other hand it can be shown that the linear approach is connected to the acoustic pressure formulation used in commercial structural FEM-codes. This makes it possible to take FSI into consideration and reach a new, higher level of quality in calculations of the structural integrity of components and substructures in the RPV.

The second stage of this evaluation work is presented in a separate DNV document, RSE FoU Rapport Nr 2001/02. In this following document a description of the method based on the linear potential formulation is presented. The aim of the description is to show how the method could be applied in practical computations of the structural integrity of components and substructures in the RPV.

SAMMANFATTNING

Det Norske Veritas har på uppdrag av Statens Kärnkraftsinspektion utvärderat metoder att beräkna den transienta tryckbelastningen i en BWR tryckkärl vid postulerat ångledningsbrott. Brottet är postulerat att uppträda i direkt anslutning till reaktortankens stuts. Arbetet inleddes med en förstudie vilken utfördes 1999 och är tidigare redovisad i två SAQ/FoU-rapporter.

I denna rapport redovisas resultat av fortsatt utvärderingsarbete som riktades huvudsakligen mot validering av akustiska modeller för beräkning av tryckvågsrelaterade laster efter ett ångledningsbrott genom en jämförelse med motsvarande belastningar beräknade med Computational Fluid Dynamics (CFD). Akustisk modellering baseras på antagandet att den transienta tryckstörningen i ångan kan beskrivas genom att tillämpa icke-stationär potentialströmning. Genom att försumma inverkan från det stationära initialtillståndet av flödet och antaga att den transienta tryckstörningen i mediet är liten jämfört med stagnationstrycket erhålls den linjära vågekvationen för hastighetspotentialen. Med akustisk modell menas här en tillämpning av denna linjära ansats.

Syftet med akustiska modeller, vilka medger betydligt enklare beräkningar än CFD, är dels att begränsa mängden parametriska studier med CFD, som i dagens läge kräver stor datorkapacitet dels att utröna om dessa metoder kan användas som alternativ till CFD-tekniken samt ett hjälpverktyg vid en slutbedömning av belastningsunderlaget för reaktortryckkärl och dess interndelar.

Den föreliggande rapporten innehåller beskrivning av geometrin, beräkningsmodeller, begynnelse- och randvillkor samt jämförelse mellan resultat framtagna med CFD och med den betydligt enklare akustiska tekniken som bygger på en linjär potentialformulering.

Jämförelsen mellan CFD och akustisk metod vid beräkning av strömningsinducerade laster i reaktortank vid simulerat ångledningsbrott i BWR visar att den akustiska metoden är fullt acceptabel för ingenjörstillämpningar. Den akustiska metoden är i jämförelse med CFD mycket mindre resurskrävande. Vidare bidrar möjligheten att på ett rationellt sätt ta hänsyn till interaktionen mellan struktur och ånga att den akustiska metoden kan utgöra ett mycket kostnadseffektivt alternativ till CFD tekniken.

Det utförda arbetet har i allmänhet gett en ökad förståelse av fysiken och beräkningsmetoderna för inre rörbrott samt lett till ett bättre underlag för bedömning av existerande och kommande belastningsunderlag för reaktortryckkärl och dess interndelar. Vi gör den bedömningen att även om CFD – tekniken kan komma att få allt större användning inom kärntekniska beräkningar (speciellt för framtagande av belastningsunderlag för reaktortryckkärl och dess interndelar) måste alternativa metoder (akustiska) utvecklas som tillåter en fysikaliskt korrekt men dock mindre resurskrävande beräkning av lasterna. I synnerhet behövs dessa metoder för bedömning av belastningsunderlag.

I fortsättning till denna rapport redovisas i vår rapport RSE FoU Nr 2001/02 hur man praktiskt kan tillämpa den linjära ansatsen som baserar på icke-stationär potentialströmning för att beräkna dynamiska laster efter ångledningsbrott.

Studier av grundläggande karaktär när det gäller inre ångledningsbrott och idealisering av ånga som medium bedömer vi som avslutade. En naturlig fortsättning på detta arbete är därför att på ett strukturerat sätt studera den mekaniska belastningen i reaktortanken.

Studieinsatser av mera grundläggande karaktär rekommenderas riktas mot rörbrott på vattensidan som befaras generera kraftigare belastning på reaktorns interndelar än inre ångledningsbrott.

INNEHÅLL

BETECKNINGAR	6
1. INLEDNING	7
2. GENOMFÖRANDE.....	9
3. JÄMFÖRELSENS FÖRUTSÄTTNINGAR	10
3.1 MEDIUM - ÅNGAN SOM IDEAL GAS.....	10
3.2 BAKGRUND TILL VAL AV SAMT GEOMETRI AV BERÄKNINGSMODELLEN.....	11
3.3 RAND- OCH BEGYNNELSEVILLKOR	11
3.4 RELAP5 BERÄKNING - BESTÄMNING AV TRANSIENT ÅNGUTFLÖDE	13
3.5 JÄMFÖRANDE PARAMETRAR	14
4. CFD-MODELL.....	15
4.1 CFD-MODELL, BERÄKNINGSNÄT, LÖSNINGSSCHEMA, TIDSTEG, BERÄKNINGSTID	15
4.2 CFD-MODELLEN, BERÄKNINGSRESULTAT	16
5. AKUSTISK MODELL, LINJÄR POTENTIALSTRÖMNING	19
5.1 TEORETISK BAKGRUND.....	19
5.2 EXCITERING, UTFLÖDE	21
5.3 RANDVILLKOR PÅ YTAN MED INSTRÖMMANDE ÅNGFLÖDE	22
5.4 MATERIALPARAMETRAR	22
5.5 MODELLENS DISKRETISERING.....	22
5.6 LÖSNINGSMETOD.....	23
5.7 AKUSTISKA MODER	23
6. RESULTATJÄMFÖRELSER.....	25
6.1 HORISONTELL KRAFT PÅ INNERYTAN.....	25
6.2 TRYCKSTÖRNING I UTVALDA PUNKTER.....	27
7. SLUTSATSER	34
8. FÖRSLAG TILL FORTSATTA INSATSER	35
REFERENSER.....	36

BETECKNINGAR

- A_t tvärsnittsarea i rörstuts där utströmmade transient massflöde definieras, [m²]
- c ljudhastighet, [m/s]
- c_0 ljudhastighet vid stagnationstrycket P_∞ , [m/s]
- c_p specifik värme vid konstant tryck
- c_v specifik värme vid konstant volym
- \dot{M} massflöde, [kg/s]
- m axiellt vågtal beskrivande antalet 1/4-dels vågor vertikalt i ångspalt, dimensionslös
- n vågtal beskrivande antalet hela vågor i ringled i ångspalt, dimensionslös
- P absolut tryck, [Pa]
- P_x statiskt tryck, [Pa]
- P_∞ stagnationstryck, [Pa]
- P_d dynamisk tryckstörning, dvs $P_d = P - P_\infty$, [Pa]
- \hat{P}_d normerad tryckstörning, dvs $\hat{P}_d = P_d / P_\infty$, dimensionslös
- P_a akustisk del av tryckstörning, [Pa]
- P_f flödesrelaterad del av tryckstörning, [Pa]
- R absoluta gaskonstanten, [kmol/kg]
- T absolut temperatur, [K]
- T_∞ stagnationstemperatur, [K]
- W molekylvikt, [kmol K]
- \vec{U} flödeshastighet, [m/s]
- t tid, [s]
- ∇ nabla operatorn, gradienten, [m⁻¹]
- Φ hastighetspotential, [m²/s]
- Φ_0 del av hastighetspotential associerat till stationärt flöde, [m²/s]
- Φ_a del av hastighetspotential associerat till en akustisk störning, [m²/s]
- γ isentropens exponent, c_p / c_v
- ρ densitet, [kg/m³]
- ρ_0 densitet vid stagnationstrycket P_∞ , [kg/m³]

1. INLEDNING

DNV har på uppdrag från SKI arbetat med problem rörande analyser av dynamiska laster på interndelar och BWRs reaktortryckkärl efter ett postulerat ångledningsbrott. Utredningen påbörjades år 1999 med en förstudie som rapporteras i referenserna /1/ och /2/. Förstudiens viktigaste slutsatser var följande:

1. Efter ett ångledningsbrott i en BWR bildas en tryckvåg i reaktortanken som ger upphov till dynamiska krafter, bland annat på interndelarna. Dessa laster har oscillerande karaktär. Man kan uppskatta en övre tidsgräns för lasternas existens som bestäms av flashing av det överhettade vattnet i reaktortanken. En annan faktor som påverkar de pulserade lasternas varaktighet är dämpningen.
2. Den traditionella svenska metoden för beräkning av lasterna på interndelarna efter ett ångledningsbrott bortser ifrån de tryckvågsrelaterade lasterna. Ingen förklaring till denna förenkling har kunnat hittas i studerade referenser.
3. Forsmark har genomfört tredimensionella beräkningar av ångledningsbrottrelaterade laster med hjälp av Computational Fluid Dynamics (CFD). Beräkningarna bekräftar lasternas oscillerande karaktär. CFD är idag den metod som på ett mest fullständigt sätt kan beräkna sådana fenomen. CFD-tekniken, vilken för de aktuella problemen kräver relativt stora modeller och därmed omfattande tid- och datorresurser, är relativt ny och inte beprövad för denna typ av transienta problem.
4. Tillämpning av akustiska modeller vid analys av rörbrottrelaterade krafter på interndelar rapporteras sparsamt i litteraturen. Denna metod kräver mycket mindre resurser än CFD. General Electric (GE) rapporterar framgångsrik användning av akustiska modeller vid beräkningar av tryckvågsrelaterade laster efter HC-ledningsbrott. Möjligheten att nyttja akustiska metoder bedöms som goda av GE.

Arbetet fortsatte under år 2000 och riktades huvudsakligen mot utveckling och verifiering av akustiska modeller för beräkning av tryckvågsrelaterade laster efter ett ångledningsbrott samt en jämförelse mellan CFD och den akustiska tekniken för ett förenklat beräkningsfall.

Målet med den fortsatta utredningen var att med hjälp av akustiska modeller om möjligt identifiera och kvantifiera de fysikaliska parametrarna som har betydelse för en slutbedömning av belastningsunderlaget för reaktortryckkärl och dess interndelar. Syftet med akustiska modeller, vilka medger betydligt enklare beräkningar än CFD, är dels att begränsa mängden parametriska studier med CFD, som i dagens läge kräver stor datorkapacitet, dels att få en bedömning av de resultat som kommer att tas fram i denna studie med hjälp av CFD-tekniken samt att utvärdera om dessa metoder kan användas som alternativ till CFD-tekniken.

Två rapporter togs fram under det fortsatta utvecklingsarbetet:

1. Den föreliggande rapporten som innehåller jämförelse mellan CFD och akustisk beräkning av dynamiska laster på fuktavskiljarmantel efter ångledningsbrott.
2. En rapport med metodbeskrivning avseende simulering av ångledningsbrott med linjär potentialströmning (akustisk beräkning), referens /3/.

Det utförda arbetet har i allmänhet gett en ökad förståelse av fysiken och beräkningsmetoderna för inre rörbrott samt lett till ett bättre underlag för bedömning av existerande och kommande belastningsunderlag för reaktortryckkärl och dess interndelar. Vi gör den bedömningen att även om CFD – tekniken kan komma att få allt större användning inom kärntekniska beräkningar (speciellt för framtagande av belastningsunderlag för reaktortryckkärl och dess interndelar) måste alternativa metoder (akustiska) utvecklas som tillåter en fysikaliskt korrekt men dock mindre resurskrävande beräkning av lasterna. I synnerhet behövs dessa metoder för bedömning av belastningsunderlag.

Inom ramar för det arbete som redovisas i den föreliggande rapporten utfördes inledningsvis beräkningar av massflöde i ångstutsen efter brottet samt tryckvågspredningen och kraften på fuktavskiljarmanteln med hjälp av RELAP5MOD3.2.2gama. ”Cross flow junctions” mellan delvolymerna tillämpades för att simulera den tvådimensionella spalten mellan fuktavskiljarmanteln och reaktortanken.

Jämförelsen presenterad i denna rapport, mellan CFD och akustisk metod vid beräkning av strömningsinducerade laster i reaktortank vid simulerat ångledningsbrott i BWR, visar att den akustiska metoden ger belastningar som är fullt acceptabla för ingenjörstillämpningar. Den akustiska metoden är i jämförelse med CFD tekniken mycket mindre resurskrävande. Vidare bidrar möjligheten att på ett rationellt sätt ta hänsyn till interaktionen mellan struktur och ånga till att den akustiska metoden kan utgöra ett mycket kostnadseffektivt alternativ till CFD tekniken.

2. GENOMFÖRANDE

En starkt idealiserad modell beskrivande ångvolymen i tanken definierades. Väsentliga delar av denna geometri var den ångfyllda cylindriska spalten mellan fuktavskiljare och reaktortank samt stutsen vid vilken rörbrottet postuleras ske. Övriga stutsar försumrades. Begränsningsytor i vertikal led definierades i den ringformade ångvolymen - överst mellan fuktavskiljare och ångdom (konstant tryck på denna yta) och nederst en vägg symboliserande jässkydd. För den akustiska beräkningen ansattes excitationen av ångvolymen explicit genom en tidsfunktion beskrivande massflödes hastigheten genom en utvald snittyta i ångstutsen. För CFD beräkningen ansattes excitationen av ångvolymen genom en tidsfunktion beskrivande tryckförloppet på en utvald snittyta i ångstutsen. Tidsfunktionerna baserades på modellering och beräkning utförd med RELAP5MOD3.2.2gama, referens /6/, i likadan geometri och med likadana rand- och begynnelsevillkor i övrigt. Det bör understrykas att en exakt (d.v.s. överensstämmande med verkligheten) beräkning av tidsfunktionerna i stutsen inte är nödvändig eftersom analysen har en jämförande karaktär.

Parametrar för jämförelse var i första hand tryck på fuktavskiljarmantelns yta integrerat till kraft i stutsriktningen. Normeras denna kraft med den belastade arean multiplicerat med reaktorns nominella drivtryck (70 bar) fås ett dimensionslöst tal. Detta mått ger en indikation på trycktransientens dynamiska tillskott relativt reaktorns nominella drivtryck. Tidssignalerna beskrivande den dimensionslösa kraften utgör lämpligen det primära underlaget för jämförelsen mellan CFD-analysen och den akustiska beräkningen. En god överensstämmelse mellan dessa krafter för de två alternativa metoderna bör vara ett adekvat kriterium för tillämpbarheten av den akustiska metoden. I tillägg har givetvis beräknade tryck jämförts mellan analyserna för utvalda koordinater i ångvolymen.

CFD-beräkningar utfördes med datorprogrammet STAR CD, referens /5/, på Polska Vetenskapliga Akademiens Institut för Strömningsmaskiner i Gdansk.

3. JÄMFÖRELSENS FÖRUTSÄTTNINGAR

För att kunna jämföra beräkningsresultat utförda med olika verktyg (metoder) - i detta fall CFD-programmet STAR-CD och akustisk FEM-metod måste en del villkor vara uppfyllda:

1. Beräkningarna skall genomföras med likadant medium
2. Beräkningarna skall genomföras med identisk geometri
3. Begynnelse- och randvillkor skall vara likadana

Först och främst gäller det dock att beräkningsmetoderna på ett korrekt sätt beskriver de dominerande fysikaliska fenomen som karakteriserar förloppet och som samtidigt har primär betydelse för belastningar som tas fram i den efterföljande strukturanalysen. Sådana fenomen, helt dominerande för kraften på fuktavskiljarmanteln är:

- A. Utveckling av ett hastighetsfält i den ringformade spalten som skapar en obalans i fördelning av statiskt tryck och därmed en tvärkraft som ökar från 0 till konstant värde vid stationär strömning.
- B. En fluktuerande kraft orsakad av den pendlande tryckvågen.

Det ovan nämnda hastighetsfältet och vågutbredningen antas beräknas korrekt av STAR-CD och har bedömts kunna beräknas med tillräcklig noggrannhet, för ingenjörstillämpningar, av en akustisk FEM-metod (se referens /2/). Denna bedömning sätts nu på prov genom en jämförelse mellan krafter på fuktavskiljarmanteln framtagna med dessa två metoder med villkor som uppfyller krav enligt punkt 1 till 3 ovan.

Denna utredning koncentrerar sig på en jämförelse av de dynamiska krafterna direkt efter ångledningsbrottet kopplade till bägge ovan nämnda fenomen. Beräkningarna har begränsats till en tidsperiod upp till 0,2 s efter brottet.

Den stationära kraften som genereras på fuktavskiljarmanteln efter att stationärt utflöde genom den brutna stutsen etablerats kan beräknas genom utökning av beräkningstider eller också med andra metoder som exempelvis stationär kompressibel potentialströmning. Approximationen att tillämpa stationär inkompressibel potentialströmning diskuteras i metodrapporten, referens /3/.

3.1 Medium - ångan som ideal gas

RELAP5 har inbyggda fullständiga ångtabeller. I den inledande RELAP5-beräkningen användes något överhettad ånga som begynnelsevillkor. Ångan i RELAP5 hade trycket $P=70$ bar och $T=562,4$ Kelvin (3,5 graders överhettning). Orsaken till att överhettning användes var att vid mättad ånga ($P=70$ bar $T=559$ Kelvin) observeras kondensations- och förångningsfenomen i RELAPs resultat. Dessa kondensationsfenomen påverkade huvudsakligen vågutbredningshastigheten och skulle kunna försämra jämförbarheten mellan krafterna framtagna med RELAP5 och de andra metoderna.

Den överhettade ångan har densitet $\rho=35,8$ kg/m³ (ångtabeller) och vågutbredningshastighet $c=496,2$ m/s (vågutbredningshastigheten i mättad ånga vid 70 bar är ca 492 m/s).

I både den akustiska och STAR-CD beräkningen ersattes ångan med en ideal gas. Den ideala gasens molekylvikt och isentropens exponent baserades på den överhettade ångans egenskaper enligt ekvationerna (3.1) - (3.4) nedan.

Från idealgasekvationen kan man beräkna molekylvikten

$$W = \rho RT/P = 35.8 \cdot 8314.3 \cdot 562.4 / 7.0 \cdot 10^6 = 23.9 \quad [\text{kmol/kg}] \quad (3.1)$$

Där $R=8314,3 \text{ J/kmol/K}$ är absoluta gaskonstanten. För att behålla vågutbredningshastigheten $c=496,2 \text{ m/s}$ ansätts

$$\gamma = c_p/c_v = 1.26 \quad (3.2)$$

$$c = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \quad (3.3)$$

$$\begin{cases} R_i = R/W = 347.8 \\ R_i = c_p - c_v \end{cases} \quad \text{gaskonstant} \quad (3.4)$$

Ekvationerna (3.2), (3.3) och (3.4) ger:

$$c_p = 1690 \quad [\text{kJ/kg}]$$

Därmed är alla parametrar som behövs för att beskriva ångan som ideal gas framtagna.

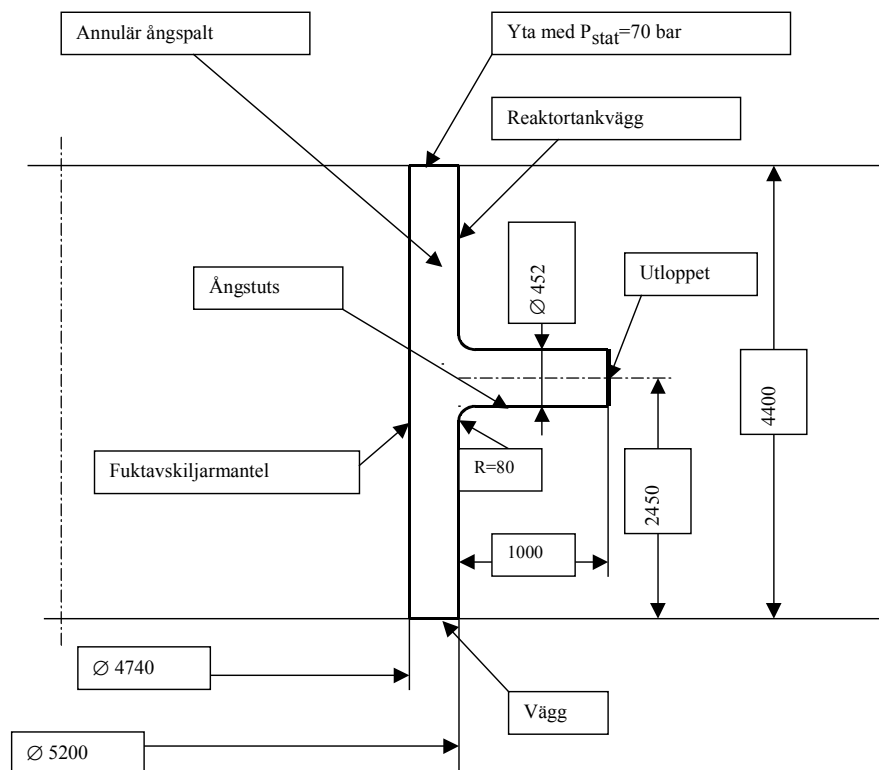
Den ideala gasens parametrar väljs på ett sådant sätt att approximationen bäst återspeglar ångans egenskaper i tryckområdet kring 70 bar vilket är karakteristiskt för strömningsfältet i ångspalten efter brottet. Antagandet om ideal gas kan påverka randvillkoren något vilket diskuteras senare i kapitel 3.3.

3.2 Bakgrund till val av samt geometri av beräkningsmodellen

Den genomförda jämförelsestudien baseras på en geometri där ångvolymen består endast av ångspalten och ångstutsen. I RELAP5 omfattar den modellerade ångspalten hela 360 grader. CFD-modellen, liksom den akustiska modellen, består endast av en halva (180 grader) av ångspalten innehållande en halv stuts. Måtten av modellen motsvarar ungefär de externpumpsreaktorer där en ångflödesbegränsande strypning är lokaliserad nedströms själva ångstutsen och omfattas inte av modellen eftersom brottet postuleras ske vid ångstutssvetsen. Frånvaron av strypningen i stutsen ger största möjliga utflöde och därmed största möjliga dynamisk kraft på fuktavskiljarmanteln efter det postulerade brottet. Beräkningsmodellens geometri presenteras i figur 3.1 nedan.

3.3 Rand- och begynnelsevillkor

Lokalisering av randvillkoren visas i figur 3.1. Fuktavskiljarmanteln, reaktortankvägg och jäs-skyddet (Vägg) modelleras som väggar. Vid fuktavskiljarmantelns övre kant (övergången till ångdomen) placeras en yta med konstant statiskt tryck 70 bar. Vid utloppet (se figur 3.1) ansätts i CFD-beräkningen det transienta förloppet av statiskt tryck som beräknats med RELAP5. I den akustiska FEM-modellen är stutsen mycket kort (endast 80 mm) och som utloppsrandvillkor ansätts med CFD beräknat massflödes-hastighet i denna utloppsnittyta.



Figur 3.1 Beräkningsmodellens utformning och mått

I RELAP5-modellen avslutas stutsen med en ventil som simulerar brottet. Denna ventil öppnas mot omgivningen (absolut tryck 1 bar) under 10 millisekunder. Detta motsvarar de villkor för rörbrottförloppet som sätts i ANSI/ANS-58.2-1988, referens /8/. Ventilens öppningsyta ökar under denna tid paraboliskt från 0 till lika med stutsens tvärsnittsarea.

Begynnelsevillkor är följande:

- i RELAP5-modellen – medium är ånga. I begynnelseögonblicket är trycket 70 bar, temperaturen 562,4 Kelvin och densiteten $35,8 \text{ kg/m}^3$ i hela volymen. Som det förklarades i kapitel 3.1 är ångan överhettat med 3,5 grader för att undvika kondensationsfenomen i ångspalten. Vid brottögonblicket är ånghastigheten noll i hela volymen. Vågutbredningshastigheten är vid de angivna begynnelsevillkoren ca 496,2 m/s.
- i CFD-modellen – medium är ideal gas. I begynnelseögonblick gällande i hela volymen: trycket 70 bar, temperatur 562,4 Kelvin, densitet $35,8 \text{ kg/m}^3$, isentropens exponent $\gamma=1,26$; molekylvikt $W=23,9 \text{ kmol/kg}$ (se kapitel 3.1). Gasens dynamiska viskositet ansätts till $1,9\text{E-}5 \text{ kg/sm}$. Vid brottögonblicket är ånghastigheten noll i hela volymen. Vågutbredningshastigheten är vid de angivna begynnelsevillkoren ca 496,2 m/s.
- i den akustiska FEM-modellen - medium är gas med konstant densitet $\rho_0=35,8 \text{ kg/m}^3$ och konstant vågutbredningshastighet $c_0=496,2 \text{ m/s}$. Vid brottögonblicket är ånghastigheten noll i hela volymen.

3.4 RELAP5 beräkning - bestämning av transient ångutflöde

RELAP5-beräkning utfördes av flera anledningar:

1. För att få ett realistiskt utflöde som randvillkor vid det brutna snittet.
2. För att studera ångans beteende i spalten under transienten (eventuella fasomvandlingar).
3. För att skaffa en uppfattning om RELAPs användbarhet vid bedömning av belastningsunderlag av denna karaktär.

RELAP5 modellens geometri visas i figur 3.1. Modellen består av 31 volymer i tangentiell led (360 grader) och åtta rader delvolymer i vertikal led. Volymerna är kopplade med "cross-flow junctions". Ångspalten består alltså av totalt $31 \times 8 = 248$ volymer. Stutsen modelleras som ett rör bestående av fyra delvolymer. Stutsen avslutas med en ventil som öppnas (paraboliskt) mot omgivningen ("time dependent volume") under 10 ms. "Time dependent volumes" ($P=70$ bar, $T=562,4$ Kelvin) är anslutna till konstant tryck yta (se figur 3.1). Väggfriktion samt motståndskoefficient på 0,65 i stutsen lades till. Motståndskoefficienten valdes något högt ur referens /7/ med motiveringen att anströmningen mot stutsen inte är symmetrisk.

För övriga rand- och begynnelsevillkor se kapitel 3.3.

Det med denna modell beräknade trycket i stutsens sista delvolym används som exciterande randvillkor i CFD-modellen. Den med CFD-modellen beräknade massflöde hastigheten i stutsens första delvolym används som exciterande randvillkor i den akustiska FEM-modellen. Dessa randvillkor är helt likvärdiga med avseende på excitering av tryckvågor i ångspalten.

För att bedöma inverkan av antagandet om ideal gas på tryckrandvillkor som förs över från RELAP5-ångmodell till CFD-modellen (idealgas) kan följande resonemang föras. Vid utströmning av ideal gas från en behållare med stagnationstryck P_∞ genom en friktionsfri stuts kan massflöde \dot{M} beräknas med ekvation (3.5) nedan

$$\dot{M} = A_t \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{P_x}{P_\infty}\right)^{2/\gamma} \left(1 - \left(\frac{P_x}{P_\infty}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}\right) \frac{P_\infty^2}{RT_\infty}} \quad [\text{kg/s}] \quad (3.5)$$

där P_x är statiskt tryck i en utvald snittyta i stutsen och beteckningar i övrigt är som i kapitel 3.1.

En RELAP5 beräkning med ånga och helt friktionsfri stuts har resulterat i massflöde ca 1675 kg/s och $P_x = 46,7$ bar vid stutsens utlopp. När denna P_x ansätts i ekvation (3.5) tillsammans med data för ideal gas enligt kapitel 3.1 fås massflöde lika med 1622 kg/s vilket är ca 3% lägre än friktionsfri massflöde beräknat av RELAP5 med ånga. Tryckrandvillkor överfört från RELAP5 till CFD-modellen kan i detta fall ge ca 3% lägre massflöde i jämförelse med det direkt ansatta massflödet i den akustiska FEM-modellen. I RELAP5 resultat observeras också en viss kondensation av ångan i stutsen. Denna påverkar det beräknade massflödet. I denna jämförande analys är dock frågan om av RELAP5 och CFD beräknade flöden betydelselös eftersom främsta syftet är att jämföra laster beräknade med CFD och akustiska metoden. Akustiska modellens exciterande funktion (massflöde hastigheten) hämtas från CFD beräkningen och inte från RELAP5. Jämförande beräkningar med CFD och akustiska modellen genomförs alltså med exakt lika massflöden vid stutsens rot.

En i detta sammanhang praktisk fråga kan vara varför har just trycket och inte massflödet direkt används som randvillkor i CFD-modellen. Att explicit nyttja massflödet, som beräknats med RELAP5, som randvillkor i CFD-modellen kan leda till konvergenssvårigheter.

Flöden beräknade med RELAP5 och med CFD visas och jämförs med CFD resultat senare i denna rapport.

3.5 Jämförande parametrar

Resultat från en akustisk och en CFD beräkning med ovan beskrivna förutsättningar jämförs med varandra senare i denna rapport.

Parametrar för jämförelse är i första hand tryck på fuktavskiljarmantelns yta integrerat till kraft i stutsriktningen. Normeras denna kraft med den belastade arean multiplicerat med reaktorns nominella drivtryck (70 bar) fås ett dimensionslöst tal. Detta mått ger en indikation på trycktransientens dynamiska tillskott relativt reaktorns nominella drivtryck. Tidssignalerna beskrivande den dimensionslösa kraften utgör lämpligen det primära underlaget för jämförelsen mellan CFD-analysen och den akustiska beräkningen. En god överensstämmelse mellan dessa krafter för de två alternativa metoderna bör vara ett adekvat kriterium för tillämpbarheten av den akustiska metoden. I tillägg har givetvis beräknade tryck jämförts mellan analyserna för utvalda koordinater i ångvolymen.

4. CFD-MODELL

Beräkningarna genomfördes med det kommersiella programmet STAR-CD (Simulation of Turbulent Flow in Arbitrary Region), referens /5/. Programmet som är en finitvolym baserad lösare av Navier-Stokes ekvationer i tre dimensioner har utvecklats av ett engelskt företag Computational Dynamics Ltd. Programmet har i Sverige använts av alla tillståndshavare. I synnerhet har Forsmarks Kraftgrupp använt programmet för framtagning av belastningsunderlag på interndelar efter ångledningsbrott i samband med byte av interndelar i reaktorer Forsmark 1 och 2.

I en CFD beräkning delas beräkningsvolymen i små beräkningsceller. Ett ekvationssystem som för varje cell beskriver mediets tillstånd och bevarande av för problemet väsentliga storheter (till exempel massa, energi mm) löses sedan med givna begynnelse- och randvillkor. Resultatet blir att för varje beräkningscell i den modellerade volymen beräknas för problemet adekvata värden karakteriserande strömningsfältet och mediets tillstånd – exempelvis tryck, hastighet, temperatur etc.

Beräkningsmodellens noggrannhet menat som förmåga att kvantitativt återskapa verkligheten avgörs först och främst av i vilken grad det ekvationssystemet som sätts upp för problemet återskapar fysiken. I andra hand har även beräkningscellernas storlek samt, för instationära problem, tidsteg betydelse för noggrannheten. I den föreliggande analysen har därför två beräkningsnät (en gles och en tätare) samt två tidsteg för varje nät används.

4.1 CFD-modell, beräkningsnät, lösningsschema, tidsteg, beräkningstid

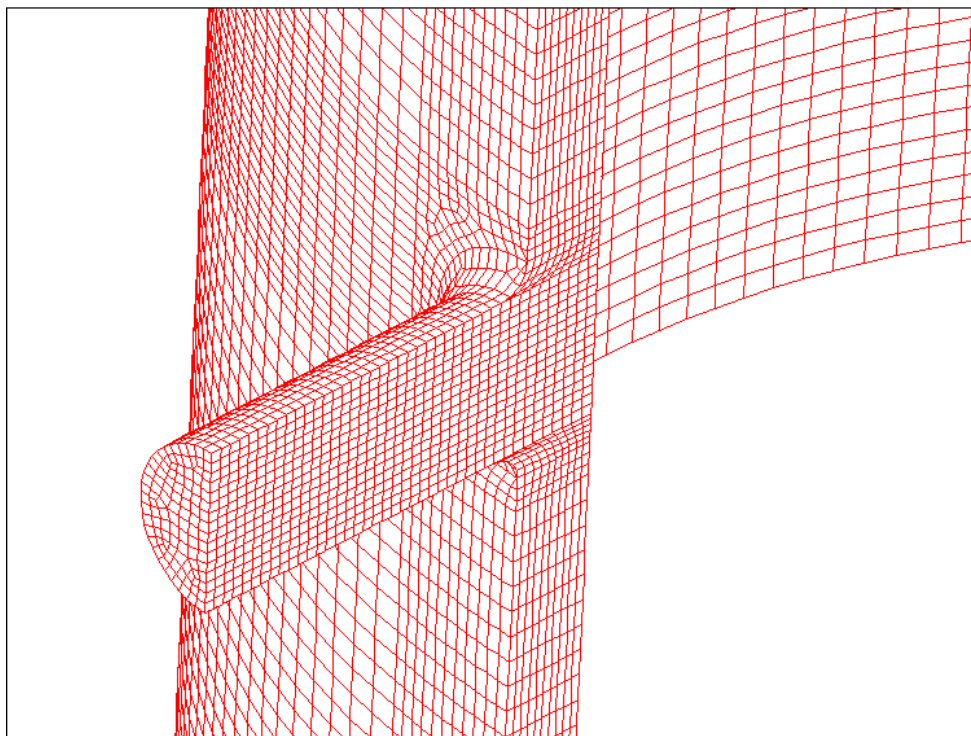
I den jämförande analysen är det inte nödvändigt att simulera hastighetsfält i ångspalten före brottet. Det antas, som i RELAP5-modellen, att ånghastigheten i hela volymen är noll vid brottögonblicket. Strömningen i CFD-modellen antas vara kompressibel, enfas och laminär (friktionskrafter i strömningen bedöms ha marginell betydelse för de beräknade belastningarna). För begynnelse- och randvillkor se kapitel 3.3 och 3.4.

Beräkningsvolym omfattar en halva (180 grader) av ångspalten med en halv ångstuts, se figur 4.1. Symmetrirandvillkor läggs vid 0 och 180 grader. Två beräkningsnät användes:

- ett gles bestående av 7636 celler. För detta nät genomfördes beräkningar med två tidsteg 0,1 ms och 0,02 ms.
- ett förfinat nät bestående av 77126 celler se figur 4.1. Även för detta nät genomfördes beräkningar med två tidsteg 0,1 ms och 0,02 ms.

För diskretisering av ekvationerna valdes andra ordningens schema MARS. Beteckningen MARS står för *Monotone Advection and Reconstruction Scheme*.

De instationära beräkningarna omfattade en tidsperiod på 0,2 s och genomfördes på en PC utrustad med PII 350 MHz processor och 512 Mb RAM. Beräkningstider för tidsteg 0,02 ms var 12 timmar för det glesa nätet och 130 timmar för det fina nätet. Instationära beräkningar och efterföljande databehandling kräver ett stort lagringsutrymme på hårddisk.



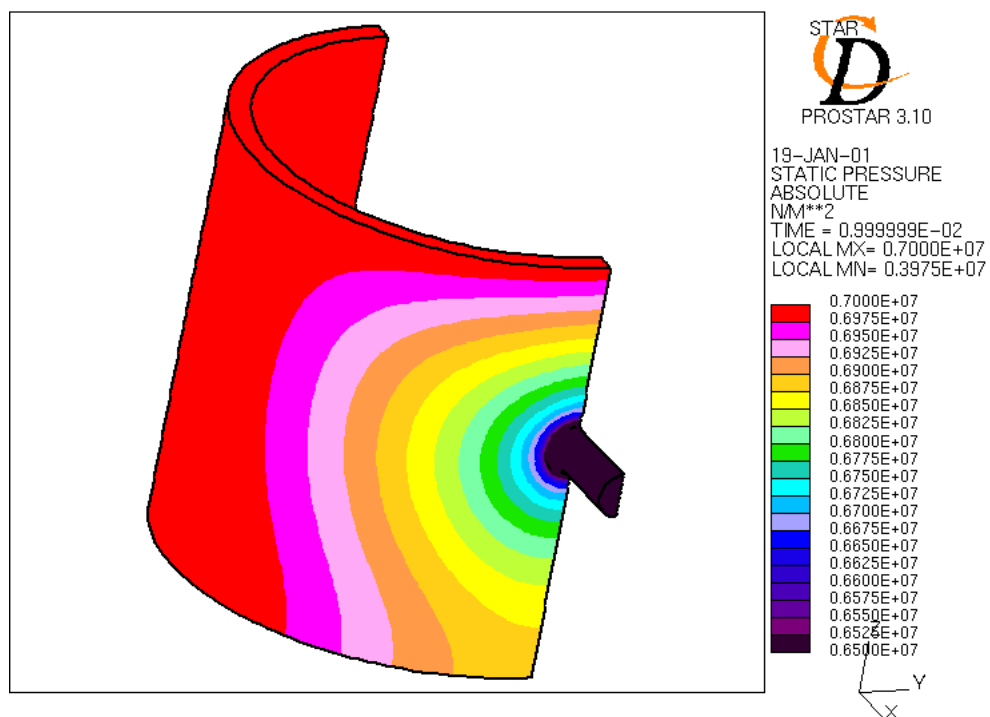
Figur 4.1 Förfinat beräkningsnät. Ångstuts och området kring denna

4.2 CFD-modellen, beräkningsresultat

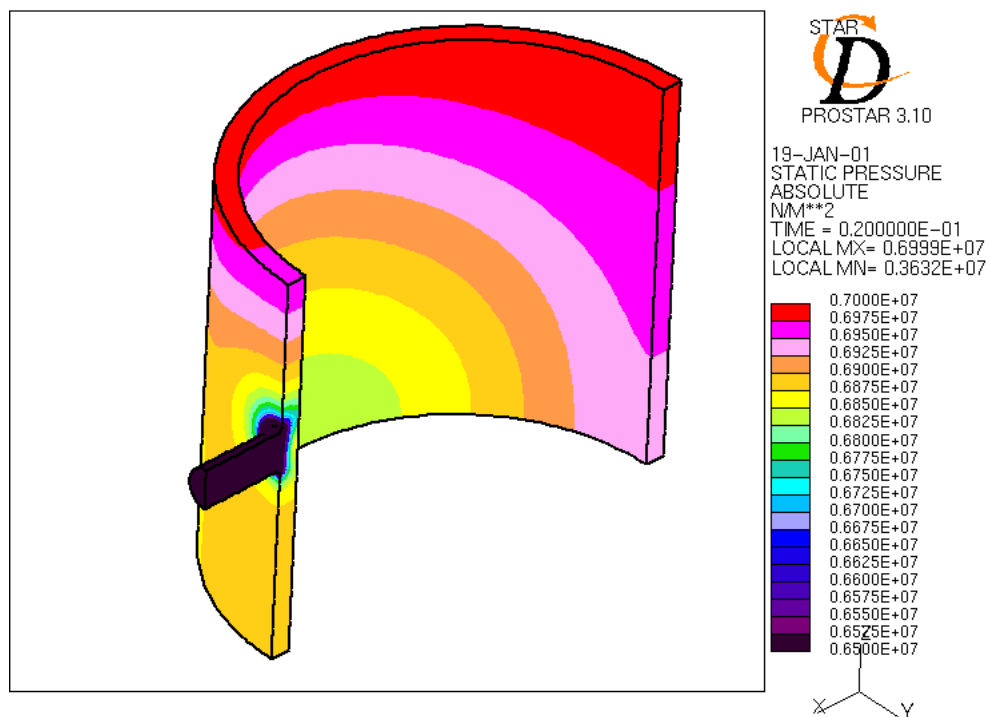
Eftersom senare i denna rapport kommer CFD-resultat i form av kraft på fuktavskiljarmantel i stutsens riktning samt tryck i utvalda punkter vid fuktavskiljarmantelns yta att jämföras med motsvarande framtagna med akustiska FEM-metoden begränsas presentation av beräkningsresultat i detta kapitel till några bilder visande spridning av tryckvågen i ångspalten samt jämförelse mellan ångflöden i stutsens utlopp beräknade med RELAP5 och med CFD för olika nät (med tryckrandvillkor från RELAP5).

I figur 4.2 nedan visas tryckfältet i stutsen och ångspalten. Cirka 10 ms har gått sedan brottet initierades. Den ”cylindriska” vågfronten har hunnit propagera en bit i ångspalten. I figur 4.3 har 20 ms gått efter brottet. Tryckvågen i ångspalten har propagerat ytterligare. Det bör påpekas att tryckvågens amplitud i ångspalten är ca 2 à 3 bar, vilket betyder en liten avvikelse från begynnelsestrycket på 70 bar.

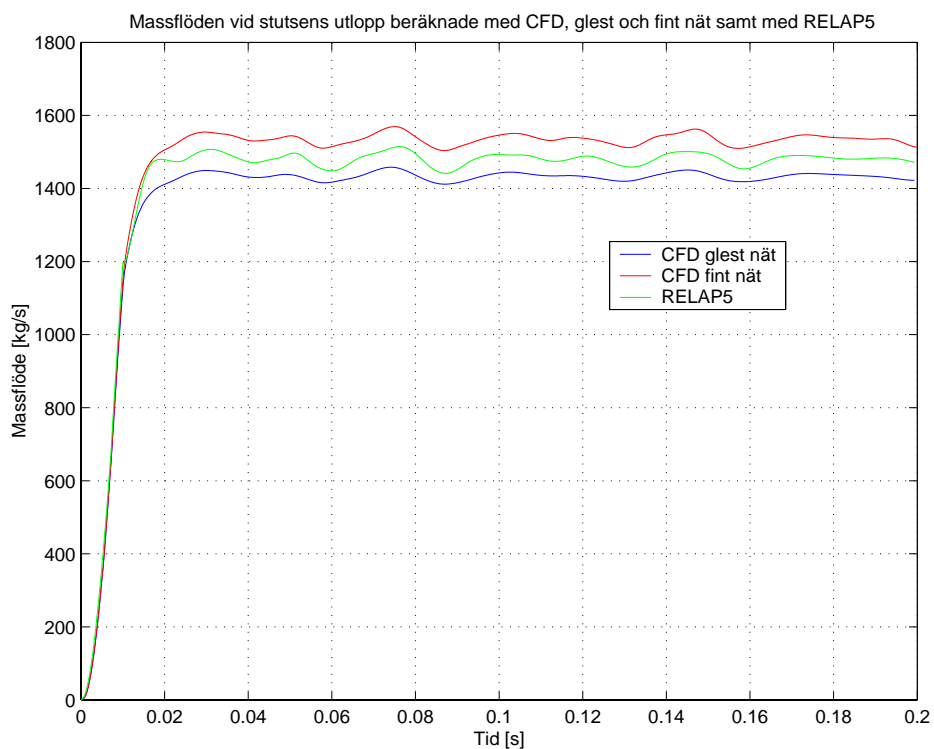
I figur 4.4 visas jämförelsen mellan massflöden vid stutsens utlopp beräknade med RELAP5 samt med STAR-CD som använder tidsberoende tryckrandvillkor vid stutsens utlopp beräknad med densamma endimensionella RELAP5 modellen. Endast små skillnader mellan kurvorna kan noteras vilket motiverar användning av RELAP5 beräknat tryckförlopp som randvillkor i CFD modellen. Orsaken till skillnaden mellan de i figur 4.4 presenterade, med CFD beräknade, massflöden i grovt och fint nät är att nätets grovhet i området kring stutsen påverkar den beräknade hastighetsprofilen och därmed massflödet. Tänkbara orsaker till spridningen mellan massflöden från RELAP5 och CFD diskuteras i kap. 3.4.



Figur 4.2 Statiskt tryck på reaktortankens vägg ca 10 ms efter brottet



Figur 4.3 Statiskt tryck på reaktortankens och fuktavskiljarens vägg ca 200 ms efter brottet



Figur 4.4 Massflöden vid stutsens utlopp beräknade med RELAP5 samt med STAR-CD med användning av i RELAP5 framtaget tryckförlopp som randvillkor vid stutsens utlopp.

5. AKUSTISK MODELL, LINJÄR POTENTIALSTRÖMNING

Nedan redovisas bakgrunden till den linjära potentialströmningsmodell och den beräkning som jämförts med CFD-analysen. Den linjära modellen är sin helhet utvecklad och implementerad i programsystemet MATLAB.

5.1 Teoretisk bakgrund

Vi utgår från förutsättningen att flödet av ångan kan beskrivas med egenskaperna av en ideal gas. Strömningen antas dessutom vara adiabatisk och rotationsfri. Under dessa förutsättningar kan en hastighetspotential Φ definieras utgående från flödehastigheten \vec{U} :

$$\vec{U} = \nabla\Phi \quad \nabla = \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \quad \frac{\partial}{\partial y} \quad \frac{\partial}{\partial z} \right\} \quad (5.1)$$

Försummas inverkan från jordgravitationen kan en ekvation härledas vilken beskriver den icke-stationära kompressibla strömningen. Bakgrunden till ekvationen (5.2) diskuteras i referenserna /2/ och /3/.

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla^2\Phi - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} + \frac{\partial(\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi)}{\partial t} + \frac{\nabla\Phi \cdot \nabla(\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi)}{2} \right) = 0 \\ c^2 = c_0^2 - (\gamma - 1) \left(\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi}{2} \right) \end{array} \right. = 0 \quad (5.2)$$

där:

$$c_0 = \sqrt{\frac{P_\infty \cdot \gamma}{\rho_0}} \text{ ljudhastigheten vid stagnationstrycket } P_\infty$$

$\gamma =$ kvoten av specifikt värme vid konstant tryck och vid konstant temperatur

$\rho_0 =$ densitet vid stagnationstrycket P_∞

Med känd hastighetspotential kan trycket P beräknas:

$$P = P_\infty - \rho \left(\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi}{2} \right) \quad (5.3)$$

Ekvationen (5.2) är icke-linjär. En linjär ansats bygger på att utgå från ett stationärt flöde Φ_0 vilket störs av ett litet tillskott Φ_a . Vi kallar detta tillskott en akustisk störning. Är tillskottet tillräckligt litet kan den ursprungliga ekvationen förenklas till lösningen av två enklare fall, en för det stationära flödet och en för det akustiska tillskottet. Summan av dessa två lösningar bildar det totala hastighetspotentialen. Denna typ av ansats diskuterades i förstudien, se ref /2/. I den testmodell som analyserats här har vi utgått från ett begynnelsestillstånd vilket är flödesfritt, dvs

$\Phi_0 = 0$. En linjär modell av det icke-stationära potentialflödet övergår med sådana förutsättningar till vågekvationen:

$$\begin{cases} \Phi_0 = 0 \\ \nabla^2 \Phi_a - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \Phi_a}{\partial t^2} = 0 \end{cases} \quad (5.4)$$

Tryckberäkningen förenklas såtillvida att trycket baseras på densiteten vid stagnationstrycket, dvs ρ_0 , och på den akustiska störningen Φ_a :

$$P = P_\infty - \rho_0 \left(\frac{\partial \Phi_a}{\partial t} + \frac{\nabla(\Phi_a) \cdot \nabla(\Phi_a)}{2} \right) \quad (5.5)$$

Vid traditionellt akustiska beräkningar försummas den delen av trycket vilken hänför sig till gradienten av hastighetspotentialen, dvs flödes hastigheten, dels på grund av att det stationära flödet beskrivet av Φ_0 försummas och dels på grund av att störningen antas vara så liten att den delen av uttrycket blir försumbart liten jämfört med den del som är relaterad till tidsderivatan av hastighetspotentialen. Vid fallet ångledningsbrott visar det sig att den del som är relaterad till flödes hastigheten ej är försumbar. För att på ett strukturerat sätt beskriva det tillvägagångssätt som tillämpas här definierar vi tryckstörningen som bestående av två delar, den akustiska delen P_a och den flödesrelaterade delen P_f :

$$P = P_\infty + P_a + P_f \quad (5.6)$$

$$\begin{cases} P_a = -\rho_0 \frac{\partial \Phi_a}{\partial t} \\ P_f = -\rho_0 \frac{\nabla(\Phi_a) \cdot \nabla(\Phi_a)}{2} \end{cases}$$

De beräkningar som redovisas i detta arbete baseras på den linjära ansats som ges här ovan.

Vid hållfasthetsberäkningar enligt ASME III skiljs ofta på belastningen vid stationära driftsförhållanden och de belastningar som uppstår vid avvikelser från dessa. Det kan vara lämpligt att införa en parameter som beskriver tryckets avvikelse från det stationära tillståndet vilket vi kallar den dynamiska tryckstörningen, P_d :

$$P_d = P_a + P_f \quad (5.7)$$

5.2 Excitering, utflöde

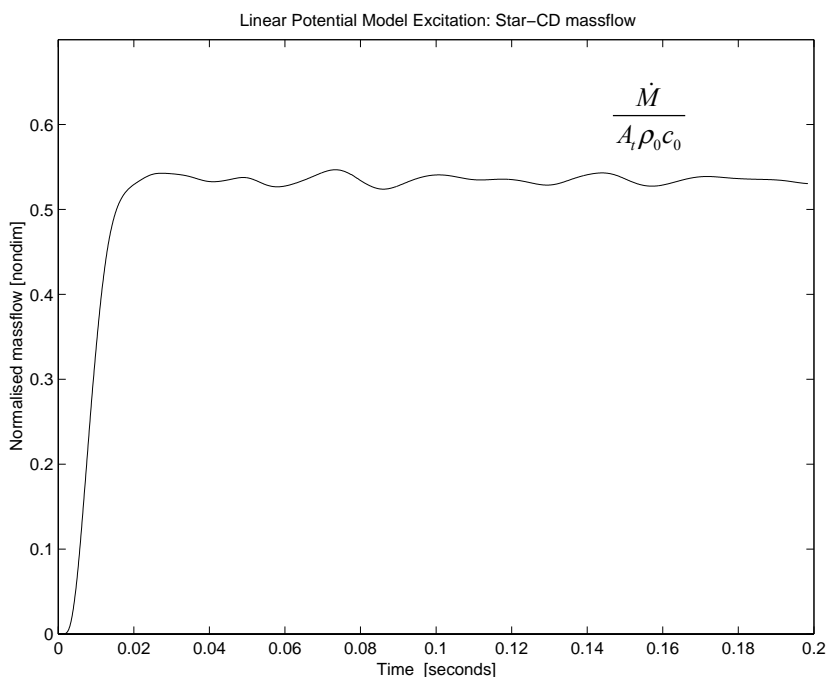
Det naturliga randvillkoret vid beräkning av hastighetspotentialen är gradienten av hastighetspotentialen i normalriktningen \vec{n} mot den begränsningsyta där in- och utflöde sker. Utflödet är i detta fall det transienta flödet i anslutning till brottytan i röret. Randvillkoret beskrivande inflödet diskuteras i avsnittet 5.3 nedan.

Då vi utgår från linjära förhållanden beskrivs randvillkoret i snittet vid utflödet baserat på det samma tidsberoende av massflödet $\dot{M}(t)$. Ett med den linjära ansatsen konsistent sätt att beskriva utflödet är att utgå från den ursprungliga densiteten ρ_0 definierat vid stagnationstrycket P_∞ .

$$\frac{\partial \Phi_a(t)}{\partial \vec{n}} = \frac{\dot{M}(t)}{A_t \rho_0} \quad (5.8)$$

A_t = rörets tvärsnittsarea där massflödet $\dot{M}(t)$ definierats

Massflödet $\dot{M}(t)$ är i detta fall det som givits av CFD-beräkningen och definierat i ett snitt 80 [mm] ut i röret från roten av stutsen. I figuren 5.1 nedan ges tidssignalen för massflödet vilket nyttjats som randvillkor för de här presenterade linjära FEM-beräkningarna.



Figur 5.1 Exciterande utflöde av ånga i modellens begränsningsyta i stutsen

5.3 Randvillkor på ytan med inströmmande ångflöde

Randvillkoret på den inströmmande ytan, i detta fall spaltens övre begränsningsyta, skiljer sig i potentialberäkningen från de förutsättningar som nyttjats i CFD-beräkningen.

I CFD-beräkningen har randvillkoret varit ett i tiden konstant statiskt tryck lika med stagnationstrycket $P_{\infty} = 70$ [bar]. Ett sådant randvillkor kan ej definieras med den linjära potentialmodellen då detta ej kan beskrivas explicit via hastighetspotentialen. Möjligtvis kan ett tillstånd ekvivalent med detta erhållas genom att nyttja massflödet från CFD-beräkningen även på den inströmmande ytan. Vi har här valt ett randvillkor som kan vara en rimlig ingenjörsmässig förenkling lämplig att använda vid en beräkning av en verklig tankgeometri. Vid en sådan analys kan en rimlig avgränsning av ångvolymen vara en horisontell yta definierad någonstans i fuktavskiljaren, dvs en förhållandevis stor yta relativt brottytan i röret. På en sådan yta kan man förvänta sig en mycket marginell flödes hastighet relativt det flöde som ges i brottytan, alltså relativt sett ett mycket marginellt trycktillskott beroende av ändringen av flödes hastigheten. Under dessa omständigheter bör ett randvillkor där hastighetspotentialen givits värdet noll på den inströmmande ytan vara motiverat. Vi har även valt att nyttja detta randvillkor i den här analyserade testmodellen och på spaltens övre begränsningsyta.

5.4 Materialparametrar

De parametrar vilka definierar ångans egenskaper vid den linjära beräkningen med potentialmodellen är densiteten ρ_0 och ljudhastigheten c_0 . De värden som nyttjats är som de diskuterats i kapitlet 3 ovan.

5.5 Modellens diskretisering

Första ordningens isoparametriska 8-nods kubiska finita element har använts i modellen. Det primära målet vid val av elementstorlek har varit att upplösa den akustiska vågutbredningen. Detaljnoggrannheten av gradienten av hastighetspotentialen, vilken definierar det flödesrelaterade trycket, kan förväntas vara svag i direkt anslutning till området vid stutsen vid brottytan. Detta dels beroende på elementindelningen och den förenklade geometrin i anslutning till stutsen men även beroende på det faktum att den linjära ansatsen ej är tillräcklig för att på ett fullständigt sätt beskriva tillståndet i detta område. Detta har ej heller varit det primära syftet med den linjära modellen.

En bedömning av lämplig elementstorlek riktad mot den akustiska vågutbredningen kan göras genom att utgå från den exciterande tidsfunktionen beskrivande massflödet $\dot{M}(t)$ i brottytan. En detaljerad beskrivning av lämplig princip för val av elementstorlek utgående från den exciterande tidsfunktionen ges i rapporten /3/. Utgående från detta har en karakteristisk största elementlängd satts till ca 0.2 [m]. Detta ger en lägsta övre gränshastighet inom intervallet 250-500 [Hz] vilket bedömts fullt tillräckligt relativt den exciterande tidsfunktionen. Lämplig elementindelning kopplad till det flödesrelaterade trycket diskuteras i rapporten /3/.

Modellen består av 2032 element och 3255 noder. Antalet frihetsgrader är lika med antalet noder då endast hastighetspotentialen är den obekanta variabeln.

Ett vertikalt symmetriplan kan definieras för både geometri och excitation genom centrum av stutsen vid brottypen. Av detta skäl är endast halva spalten modellerad. Randvillkor beskrivande detta symmetriplan utgörs av själva planet vilket automatiskt innebär att gradienten av hastighetspotentialen normalt mot planet blir noll utan att något annat tvång behöver införas.

Elementmodellens utseende framgår av figur 5.2 där beräknade akustiska egenmoder redovisas.

5.6 Lösningssmetod

Ekvationssystemet beskrivande potentialfältet bestående av 3129 aktiva frihetsgrader har reducerats till ett system av totalt 30 generaliserade frihetsgrader, sk Ritz-vektorer av typen Lanczos-koordinater. Se referens /4/ angående denna typ av modellreduktion. Nyttjandet av denna typ av Ritz-vektorer ger betydligt bättre konvergens relativt antalet reducerade frihetsgrader jämfört med traditionell modsuperposition. Detta är av betydelse då vi för detta problem även skall beräkna gradienten av potentialfältet för beräkning av det hastighetsrelaterade trycket. Konvergensten av gradienten kan förväntas vara sämre än konvergensten av själva potentialfältet.

Vid tidsintegrationen har tidssteget satts till $\delta t = 1.0 \text{E} - 4$ sek. Lösningstiden för 2000 tidssteg är ca 0.5 sek. Den korta lösningstiden beror på att ett reducerat system med 30 generaliserade frihetsgrader nyttjats. Reduktionen av systemet till Lanczos-koordinater tar ca 2 minuter. Den totala lösningstiden är naturligtvis kopplad till vilka parametrar som avses behandlas. Som exempel kan nämnas det fall där flödesrelaterat tryck P_f beräknats för samtliga noder på spaltens in- och ytteryta för alla tidssteg. Detta tar ca 30 sekunder. Denna typ av beräkning är avsevärt mer resurskrävande än beräkningen av akustiskt tryck P_a då ingen linjär transformation finns mellan generaliserade frihetsgrader och flödestrycket i noderna, se ekvationen (5.6). Den dator som använts är en Pentium III 733 MHz.

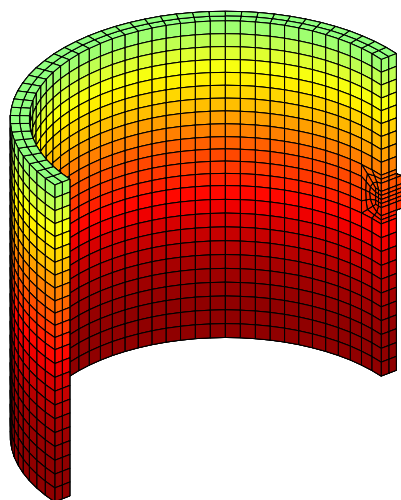
5.7 Akustiska moder

Då den linjära ansatsen innebär att vågekvationen tillämpas kan potentialfältet beskrivas med modvektorer. Akustiska moder har här endast nyttjats som underlag för jämförelsen med CFD-beräkningen. I avsnittet 6.1 nedan jämförs den horisontella kraften från lösningarna för de två alternativa beräkningarna, CFD och potentialformuleringen. I responssignalerna representerande denna kraft kan den andra akustiska modens egenfrekvens approximativt identifieras.

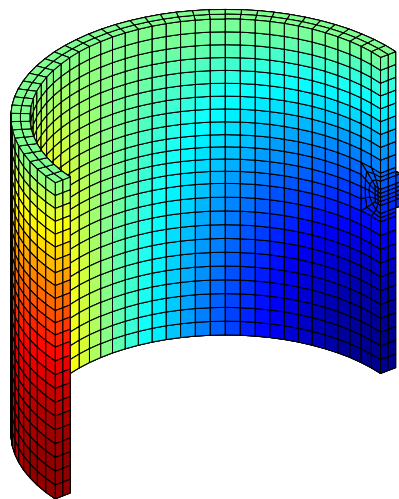
Geometrin av den idealiserade modellen är sånär som på den begränsade volymen i stutsen en tunnväggig ringformig cylinder. För en sådan geometri kan akustiska moder mycket enkelt beräknas analytiskt, se ref /3/.

Modvektorerna för en ringformig spalt karakteriseras av axiella vågtalet m beskrivande antalet 1/4-dels vågor i vertikal riktning och vågtalet n beskrivande antalet hela vågor längs spalten i vinkelled. Man kan även tänka sig vågor i radiell riktning men moder innehållande denna form har så hög egenfrekvens att de ej är aktuella i denna tillämpning.

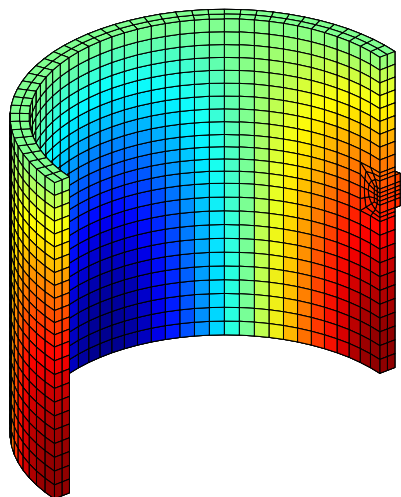
I figuren 5.2 redovisas sex modvektorer med tillhörande egenfrekvenser, ordnade efter beräknad egenfrekvens. Till modvektorerna ges även de aktuella vågtalen.



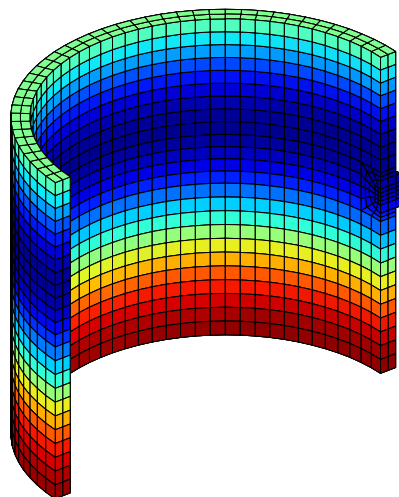
$f=28.2 \text{ Hz}, m=1, n=0$



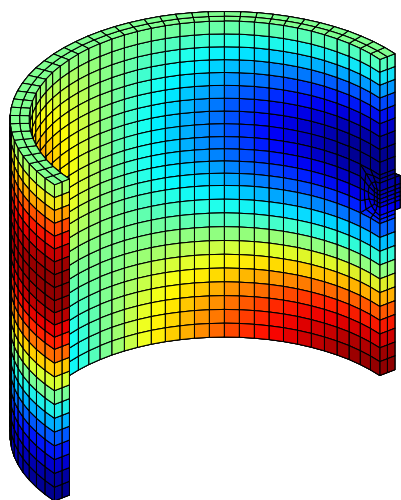
$f=42.5 \text{ Hz}, m=1, n=1$



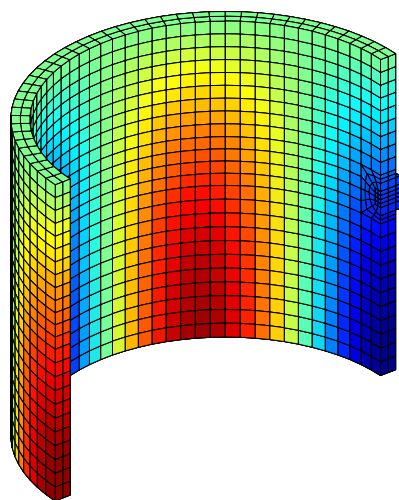
$f=69.6 \text{ Hz}, m=1, n=2$



$f=84.7 \text{ Hz}, m=3, n=0$



$f=90.4 \text{ Hz}, m=3, n=1$



$f=99.7 \text{ Hz}, m=1, n=3$

Figur 5.2 Akustiska moder. Skala = [*-max. amp* -- 0 -- *+max. amp*]

6. RESULTATJÄMFÖRELSER

För jämförelse mellan CFD-analysen och den linjära potentialberäkningen har fyra punkter i ångvolymen valts ut där responssignalen av tryckstörningen jämförts, i form av avvikelser från stagnationstrycket. Denna jämförelse redovisas i avsnittet 6.2 nedan.

I tillägg till detta är även den horisontella tvärkraften verkande på innerytan beräknats. Detta redovisas i avsnittet 6.1 nedan.

6.1 Horisontell kraft på innerytan

En primär avsikt med nyttjandet av denna typ av parameter har varit att få en bild av en specifik akustisk mods respons. Tryckets verkan på innerytan av spalten i horisontell riktning parallellt med utflödet är till stor del orsakat av responsen för den akustiska moden 2 (42.5 Hz), se figur 5.2. I tillägg bidrar även det med tiden stationära flödet och akustiska moder med samma radiella vågtal, exempelvis mod 5 (90.4 Hz) till tidsberoendet och storlek. Inverkan från mod 2 är dock mycket dominerande.

Genom att betrakta tidsberoendet av den horisontella kraften kan inverkan från den numeriska dämpningen i CFD-analysen identifieras. Fyra CFD-beräkningar har genomförts, två modeller och var och en med två alternativa tidssteg. För denna parameter har endast en mycket marginell skillnad identifierats vad gäller inverkan från cellstorleken både vad gäller storlek på kraften och den numeriska dämpningen. Däremot kan tidsstegets inverkan på den numeriska dämpningen klart identifieras. I figuren 6.1 ges den horisontella kraften för CFD-modellen med finare mesh tillsammans med resultatet från den linjära FEM-modellen. Det skall här påpekas att ingen dämpning förekommer i FEM-modellen vare sig pga tidssteg eller av andra skäl.

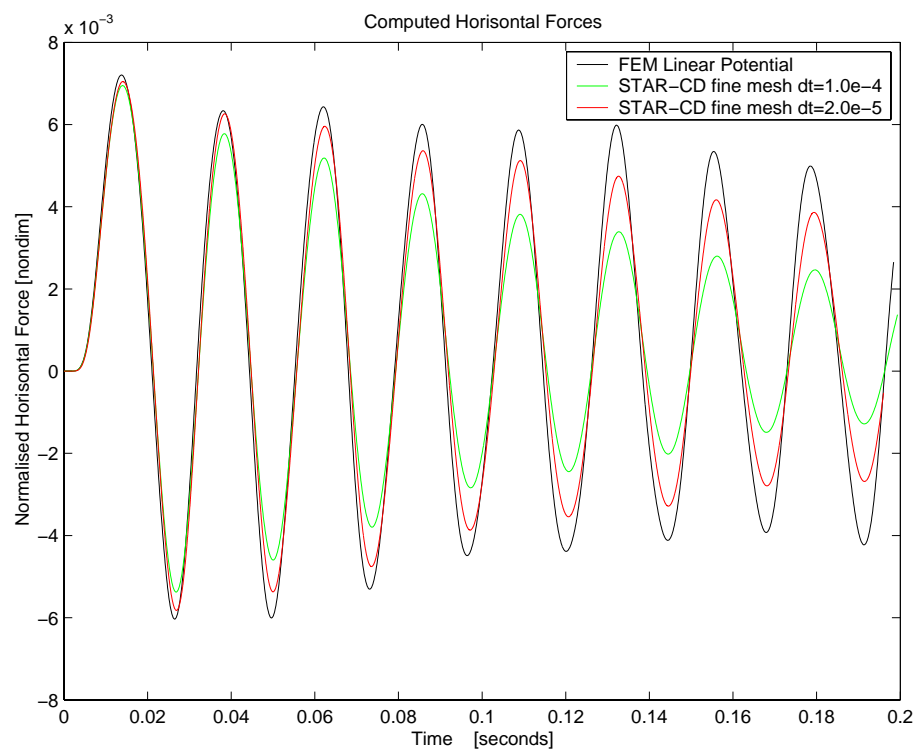
Genom att beräkna ett medelvärde av avklingningen av svängningen för de två signalerna från CFD-analysen relativt svängningen i signalen från FEM-beräkningen har ett approximativt värde på den relativa modala dämpningen för mod 2 erhållits för CFD-signalerna. Dessa dämpvärden är:

$$\zeta(\delta t = 1.0 \text{ E} - 4 [\text{sec}]) \approx 0.0168$$

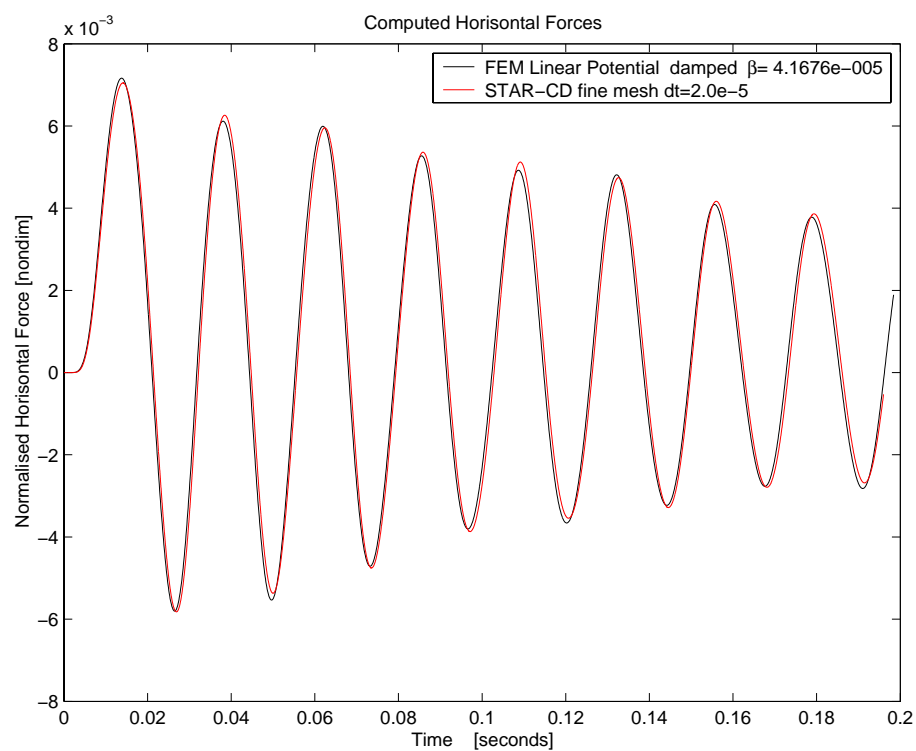
$$\zeta(\delta t = 2.0 \text{ E} - 5 [\text{sec}]) \approx 0.0056$$

Dämpmatriser har skapats baserat på dämpvärdena ovan och införts i den linjära FEM-modellen. Dämpmatrisen som nyttjats är av typen Rayleigh-dämpning och enbart baserad på styvhetsmatrisen, sk β -dämpning. Parametern β har valts sådan att den akustiska moden nr 2 har den dämpning som ges ovan. Syftet med detta har varit att få en bild av inverkan av den numeriska dämpningen på beräknade tryckresponser vilka ges i avsnittet 6.2 nedan. Syftet med att enbart nyttja den styvhetsrelaterade β -dämpningen är att man kan förvänta sig att den numeriska dämpningen i CFD-analysen verkar så att den relativa modala dämpningen ökar då relationen tidssteg/periodtid ökar vilket är den egenskap som denna typ av dämpmatris ger. β -dämpningen medför att den relativa modala dämpningen ökar proportionellt med aktuell mods egenfrekvens. För detaljer angående sk Rayleigh-dämpning hänvisas till referens /4/.

I figuren 6.2 ges en jämförelse mellan horisontalkraften från CFD-analysen med kort tidssteg och FEM-modellen med införd dämpning.



Figur 6.1 Jämförelse av horisontell kraft på innerytan av spalten



Figur 6.2 Artificiell dämpning införd i den linjära FEM-modellen

6.2 Tryckstörning i utvalda punkter

I figurerna 6.4-6.13 nedan ges jämförande tidssignaler på beräknade tryck. I syfte att bedöma tryckstörningens, P_d , storlek relativt stagnationstrycket P_∞ har störningen normerats enligt nedan.

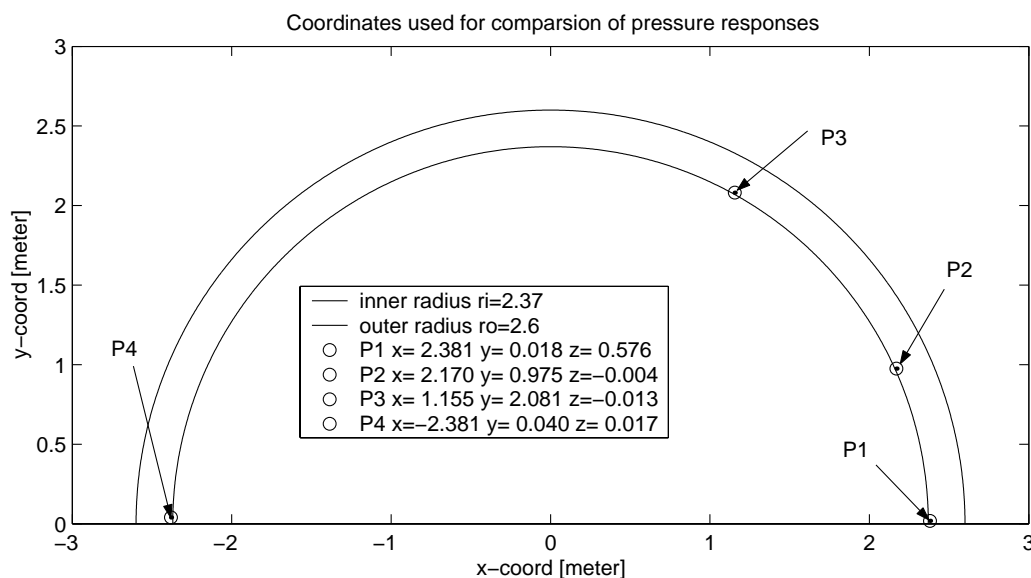
$$\hat{P}_d(t) = \frac{P(t) - P_\infty}{P_\infty} = \frac{P_d(t)}{P_\infty} \quad (6.1)$$

$\hat{P}_d(t)$ = Normerad tryckstörning relativt stagnationstrycket

Genom att normera tryckstörningen ges möjligheten att bedöma rimligheten i att tillämpa en linjär ansats.

Utgångspunkten vid jämförelsen har varit beräknade tryck i en given cell i CFD-modellen. Nodernas koordinater i den linjära fem-modellen överensstämmer av naturliga skäl ej med aktuella cellers koordinater i CFD-modellen. I syfte att få jämförbara värden relaterade till samma koordinater har de finita element vilka innehåller de punkter med samma koordinater som CFD-modellens beräkningspunkter identifierats. Utgående från ett givet elements nodresultat, 8 st för aktuellt element, har beräkningspunktens resultat beräknats baserat på elementets basfunktioner. På detta sätt har avvikelser pga icke sammanfallande koordinater eliminerats.

Det koordinatsystem som ges för punkterna i jämförelsen har sitt origo i centrum av den cylindriska spalten på en höjd, $z = 0$, motsvarande centrum av stutsen. Vinkeln $\theta = 0$ i ringled ges av centrum av stutsen. Punkternas positioner ges i en vertikal vy i figuren 6.3 nedan.



Figur 6.3 Positioner av valda punkter vid jämförelsen

För varje jämförelsepunkt ges resultatet från den linjära FEM beräkningen med och utan den artificiella dämpning som diskuterats i avsnittet 6.1 ovan. Detta för att på ett ingenjörsmässigt sätt identifiera inverkan på avvikelsen mellan CFD och den linjära FEM-ansatsen från den numeriska dämpningen i CFD-analysen. I figurerna 6.4-6.7 redovisas denna jämförelse. Jämförelsen är baserad på CFD-resultaten från modellen med finare nät och kortaste tidssteg, $\delta t = 2.0 E-5$ sek.

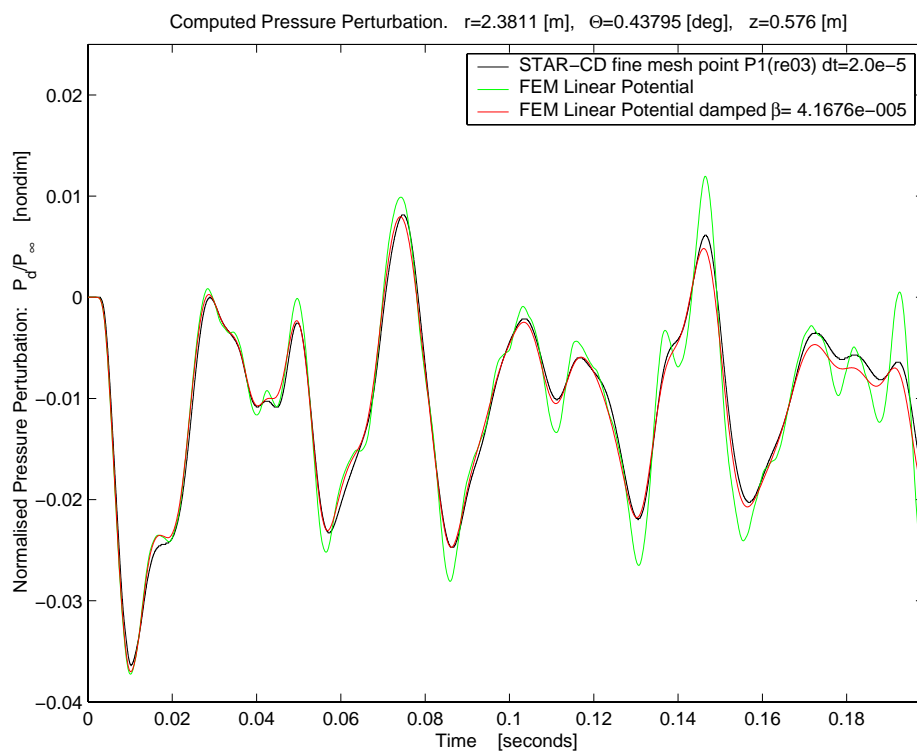
I figurerna 6.8-6.11 ges som referens en jämförelse mellan CFD-beräkningen med det längre tidssteget, $\delta t = 1.0 E-4$ sek, och den linjära FEM-modellen med en artificiell dämpning motsvarande det som angivits i avsnitt 6.1 för det längre tidssteget.

Av främst figurerna 6.4 och 6.8, responspunkt P1, kan man identifiera en skillnad som ej går att härleda till numerisk dämpning från CFD-modellen. I tidsavsnittet 0.17-0.20 sekunder finns en tydlig nivåskillnad, i punkten P1, omkring vilket trycket oscillerar. En naturlig förklaring till denna skillnad i nivå är att det flödesrelaterade trycket utgör en mycket stor andel av den totala tryckstörningen i denna punkt. I figuren 6.12 redovisas därför som referens enbart det flödesrelaterade trycket beräknat med den linjära FEM-modellen för de fyra punkterna. Vidare visas det flödesrelaterade trycket och det akustiska trycket var för sig i punkten 1 i figuren 6.13. Elementnätet i den linjära FEM-modellen är som tidigare diskuterats primärt ej avsett att i detalj upplösa flödestrycket i direkt anslutning till stutsen. Som framgår av figurerna 6.5-6.7 kan man se att denna typ av avvikelse avtar vid ökande avstånd från stutsen. Se även figuren 6.12 angående detta. I metodrapporten, referens /3/, har en begränsad konvergensstudie gjorts där val av elementstorlek i stutsens närhet diskuteras.

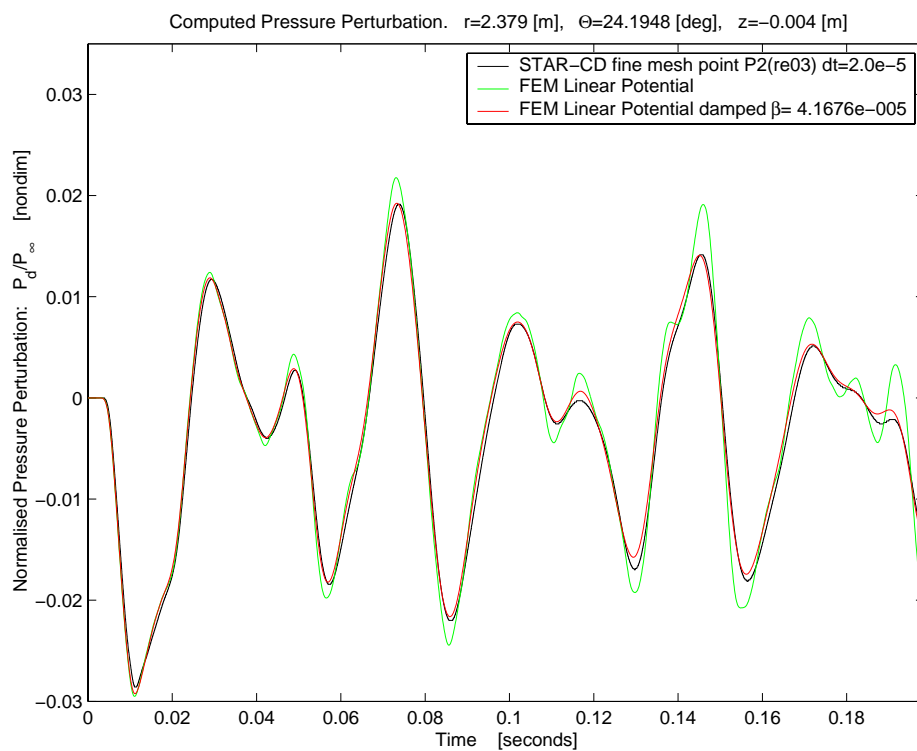
Av jämförelsen framgår att överensstämmelsen är mycket god mellan CFD-beräkningen och den linjära FEM-beräkningen. Den klart dominerande skillnaden i beräknade tryckresponser mellan CFD och den linjära FEM-beräkningen kan härledas till inverkan från numerisk dämpning i CFD-analysen. Det skall här noteras att denna numeriska dämpning saknar fysikalisk grund. Inverkan av denna typ av numerisk dämpning kan konstateras följa relationen tidssteg/periodtid, dvs akustiska moder med högre egenfrekvens dämpas relativt sett mer än moder med lägre egenfrekvens. Detta problem kan helt elimineras i den linjära FEM-analysen beroende på val av metod för tidsintegration.

Ett primärt syfte med valet av geometri för testmodellen har varit att studera tryckresponser vid en störning som är den största tänkbara för svenska BWR reaktorer. Detta då en linjär ansats kan förväntas ge sämre noggrannhet med ökande amplitud på störningen. Av resultaten framgår att den maximala tryckstörningen kan förväntas vara ca 5% av stagnationstrycket, detta om vi bortser från området i stutsen.

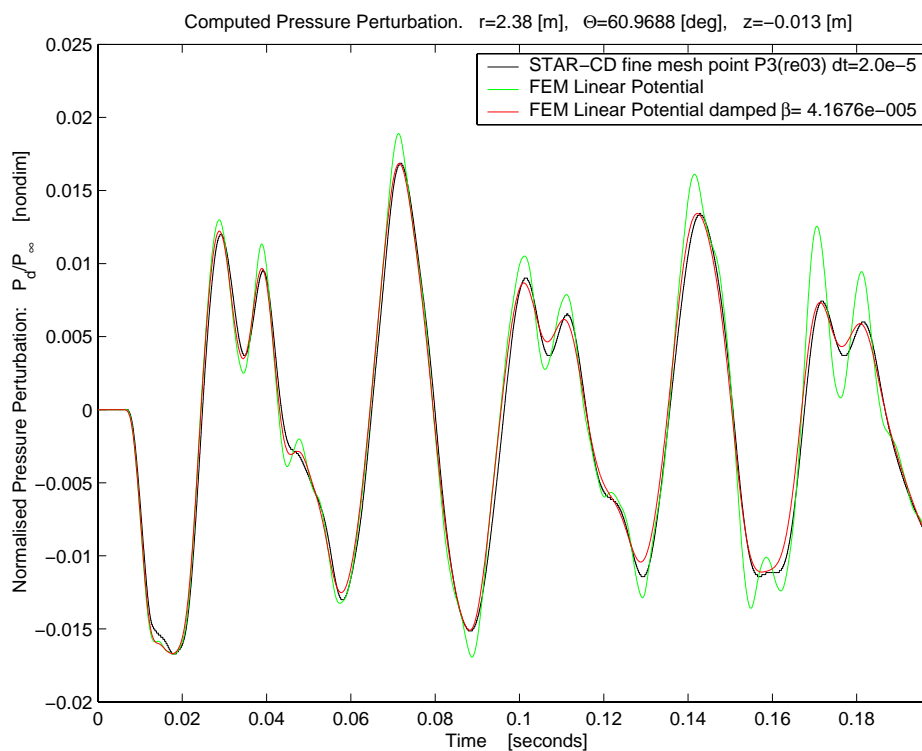
Konklusionen av denna jämförelse är att den linjära FEM-ansatsen är klart tillämpbar vid denna problemtyp.



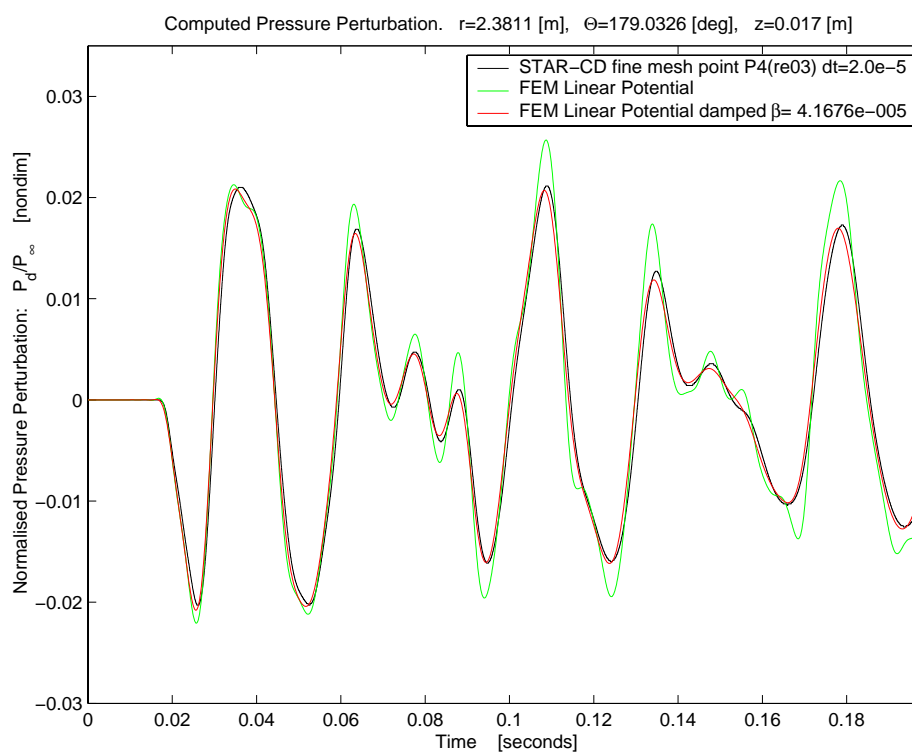
Figur 6.4 Jämförelse CFD $dt=2.0E-5$ sek och FEM i punkt 1



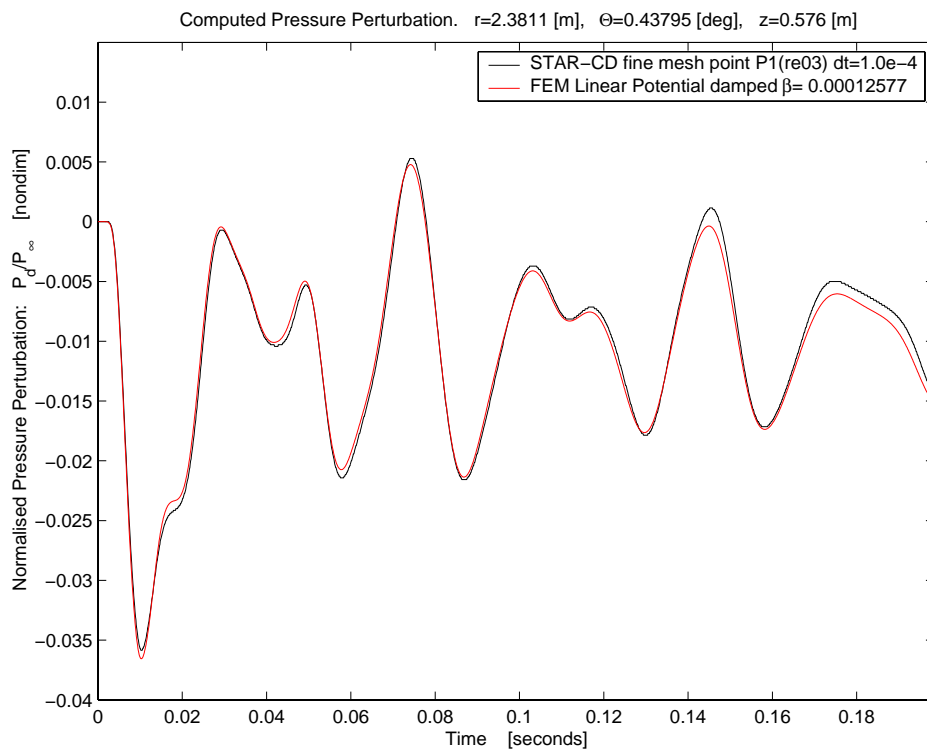
Figur 6.5 Jämförelse CFD $dt=2.0E-5$ sek och FEM i punkt 2



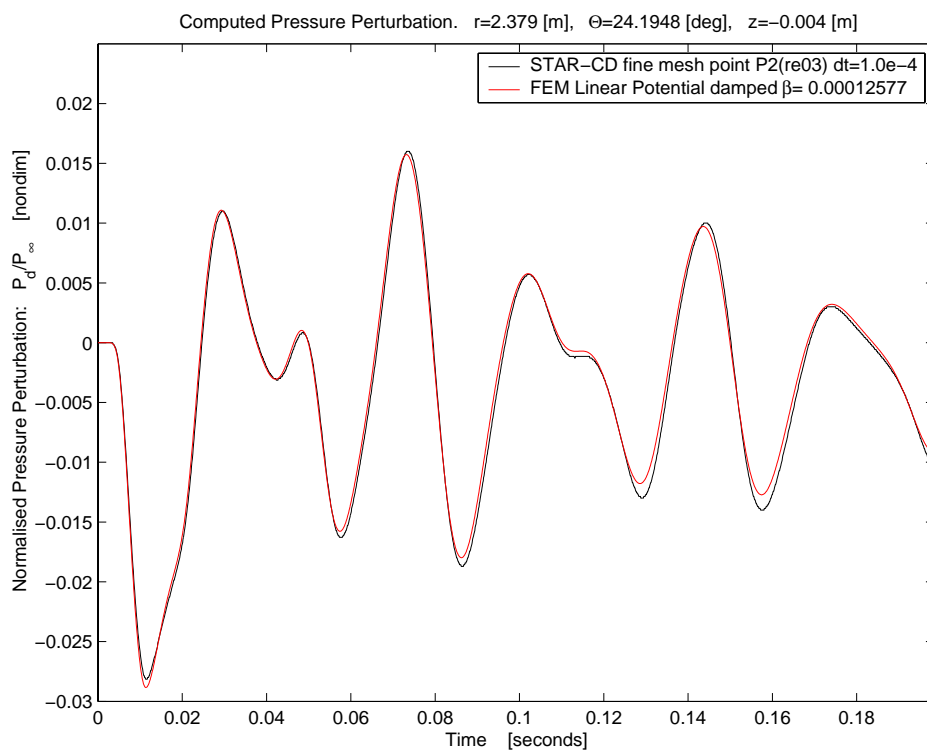
Figur 6.6 Jämförelse CFD $dt=2.0E-5$ sek och FEM i punkt 3



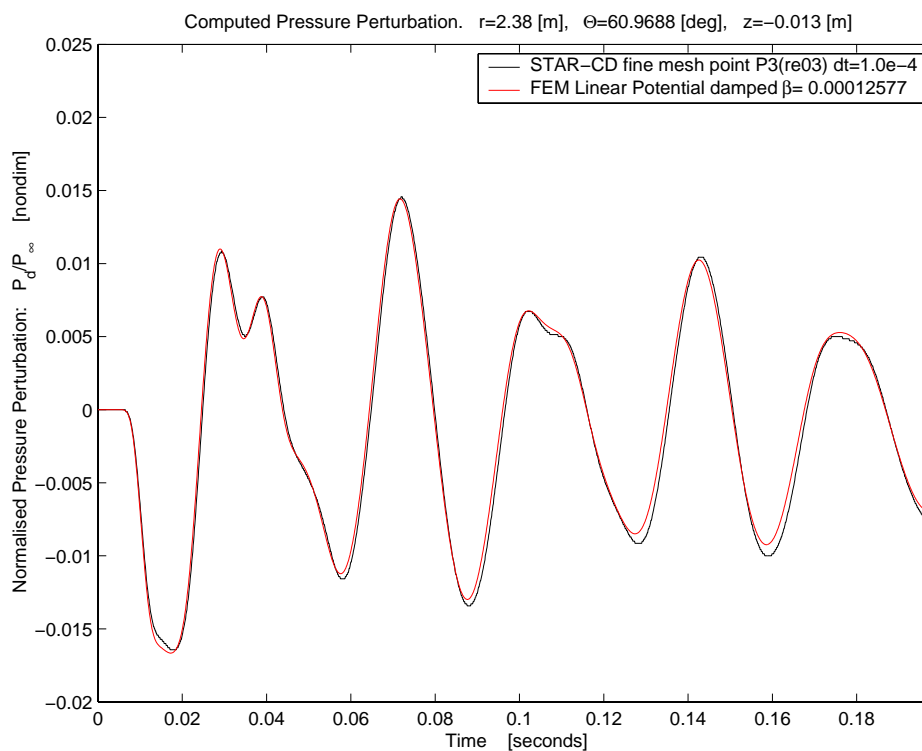
Figur 6.7 Jämförelse CFD $dt=2.0E-5$ sek och FEM i punkt 4



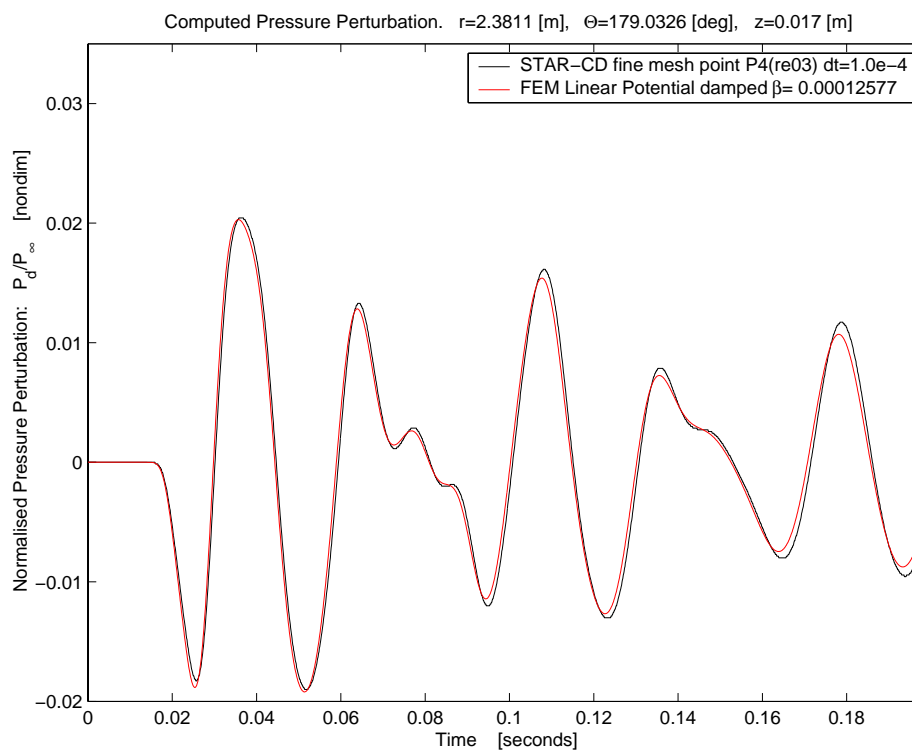
Figur 6.8 Jämförelse CFD $dt=1.0E-4$ sek och FEM i punkt 1



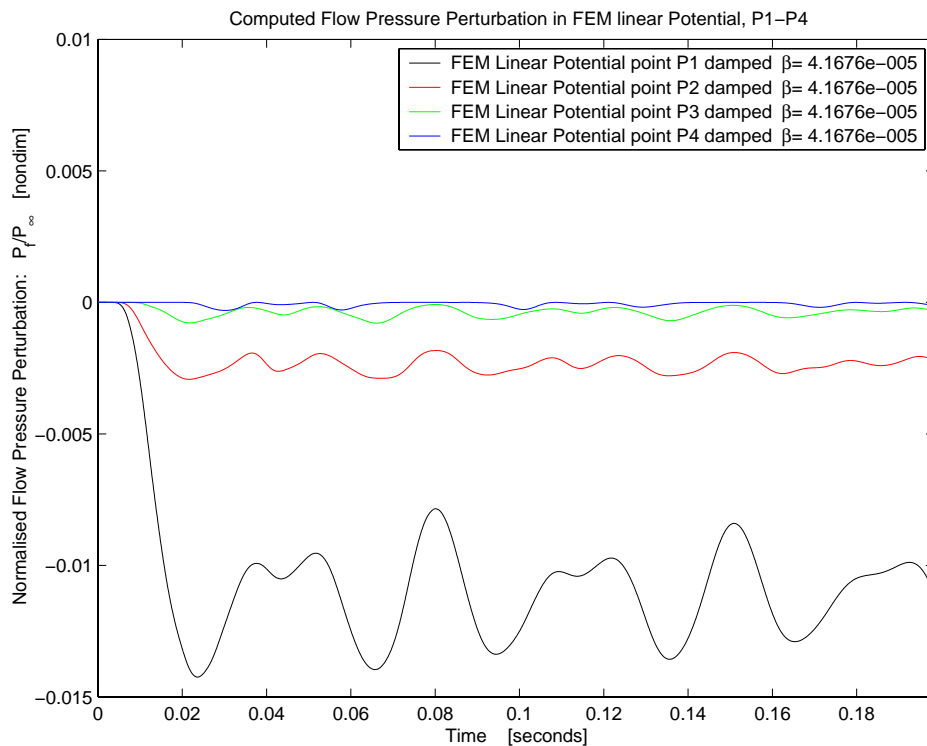
Figur 6.9 Jämförelse CFD $dt=1.0E-4$ sek och FEM i punkt 2



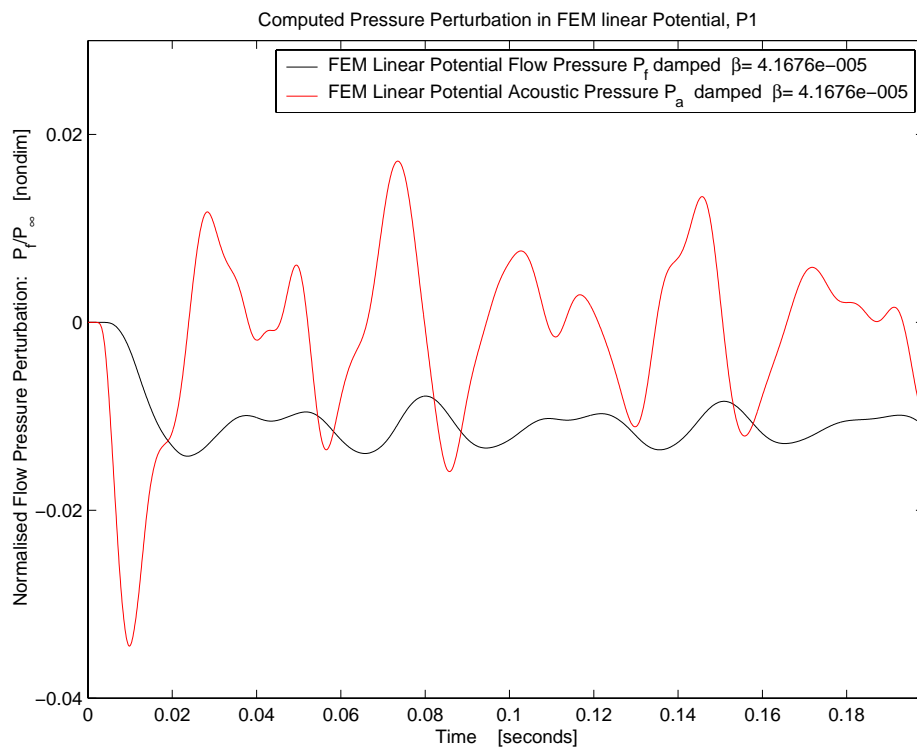
Figur 6.10 Jämförelse CFD $dt=1.0E-4$ sek och FEM i punkt 3



Figur 6.11 Jämförelse CFD $dt=1.0E-4$ sek och FEM i punkt 4



Figur 6.12 Beräknat flödesrelaterat tryck P_f i de fyra punkterna



Figur 6.13 Fördelningen av akustiskt tryck P_a och flödestryck P_f i punkt 1

7. SLUTSATSER

Det genomförda arbetet har visat att överensstämmelsen mellan CFD-beräkningen och den linjära FEM-beräkningen avseende tryckförlopp i den ringformade spalten samt kraften på fuktavskiljarmanteln är mycket god. Den linjära FEM-ansatsen har visat sig vara klart tillämpbar vid analys av dynamiska laster efter ångledningsbrott.

Den linjära FEM-ansatsen har gett dessa klart tillämpbara resultat vid tryckstörningar i den ringformade ångspalten utanför stutsområdet på ca 5% av stagnationstrycket. Eftersom modellens geometri valdes för att få den största tänkbara störningen, för svenska BWR, får FEM-ansatsens tillämpbarhet anses gälla för ångledningsbrott i alla svenska BWR anläggningar.

Den klart dominerande skillnaden i beräknade tryckresponsen mellan CFD och den linjära FEM-beräkningen kunde härledas till inverkan av numerisk dämpning i CFD-analysen. Inverkan av denna typ av numerisk dämpning har konstaterats följa relationen tidsteg/periodtid. För de två beräkningsnät som testades var inverkan av dess täthet på den numeriska dämpningen försumbar. En praktisk slutsats för beräkning av dynamiska laster efter ångledningsbrott med CFD kan i sammanhanget vara att antalet beräkningsceller kan hållas på relativt låg nivå utan att beräknade tryck, krafter och dämpningen påverkas i någon nämnvärd grad.

Den akustiska metodens effektivitet och snabbhet samt, i jämförelse med CFD, låga krav på datorkapacitet skapar bättre förutsättningar för mera heltäckande, mera verklighetstroga och samtidigt mera kostnadseffektiva analyser av tryckförlopp och krafter efter ångledningsbrott vilket bör leda till en väsentlig höjning av belastningsunderlagets kvalitet. Med verklighetstroga menas först och främst att hänsyn kan tas till alla ångledningars inverkan. I synnerhet kan analys av tryckförlopp i ångspalten vid parvis kopplade ångledningar genomföras med tillämpning av randvillkor framtagna i endimensionella program, exempelvis RELAP5.

Användning av FEM-ansatsen vid beräkningar av belastningar efter ångledningsbrott erbjuder också möjligheten att på ett rationellt och beprövat sätt ta hänsyn till interaktion mellan strukturen och ångan och därmed höja kvalitén i hållfasthetsberäkningarna. En sådan analys är teoretiskt möjlig att genomföra även genom att exempelvis en koppling mellan CFD- och hållfasthetsprogram etableras. Metoden kräver dock extremt stora beräkningsresurser och är, oss veterligen, oprövad i gällande sammanhang.

RELAP5 eller liknande program kan användas för att beräkna realistiska förlopp av flöde eller tryck vid brottställe efter ett postulerat ångledningsbrott. Användning av RELAP5 för att beräkna även dynamiska krafter på fuktavskiljarmanteln är möjlig genom tillämpning av ”cross flow” volymer i ångspalten. I testsyfte och utanför ramarna för DNVs åtagande har en beräkning av tryckförlopp i ångspalten samt krafter på fuktavskiljarmanteln genomförts med RELAP5MOD3.2.2g. På grund av den grova diskretiseringen av ångspalten har de beräknade tryckförloppen inte analyserats. Däremot har kraften på fuktavskiljarmanteln jämförts med CFD resultat. Kraftamplituder på fuktavskiljarmanteln beräknade med RELAP5 överskrider under de första svängningarna med max ca 20% (relativt CFD) respektive amplituder beräknade med CFD och det kortaste tidssteget ($2,0E-5$ s). Kraften beräknad med RELAP5 uppvisar dock en större dämpning och hamnar under CFD-krafterna efter ca 160 ms. I jämförelse med CFD-beräkning utförd med det längre tidssteget ($1,0E-4$ s) uppvisar av RELAP5 beräknade krafter högre amplituder och lägre dämpning under hela beräkningstiden på 200 ms.

8. FÖRSLAG TILL FORTSATTA INSATSER

Studier av grundläggande karaktär när det gäller inre ångledningsbrott och idealisering av ånga som medium bedömer vi som avslutade.

En naturlig fortsättning på detta arbete är att på ett strukturerat sätt studera den mekaniska belastningen i reaktortanken. Därför föreslås att en modell byggs upp av en reaktortank där stor hänsyn tas till att varje delstruktur är adekvat modellerad med hänsyn till dess förväntade dynamiska beteende kopplad till denna typ av belastning. Möjlighet skall även finnas att direkt i modellen studera representativa parametrar för kritiska delars integritet.

Studieinsatser av mera grundläggande karaktär rekommenderas riktas mot rörbrott på vattensidan som befaras generera kraftigare belastning på reaktorns interndelar än inre ångledningsbrott.

REFERENSER

- /1/ SAQ/FoU-Rapport 2000/01,
Studier av strömningsinducerade dynamiska laster på interndelar vid inre rörbrott i BWR. Del 1 – fenomen och beräkningsmetoder.
Jerzy Marcinkiewicz
- /2/ SAQ/FoU-Rapport 2000/02,
Studier av strömningsinducerade dynamiska laster på interndelar vid inre rörbrott i BWR. Del 2 – förstudie av nyttjandet av akustiska modeller.
Olof Björndahl
- /3/ Det Norske Veritas RSE FoU Rapport Nr. 2001/02, rev 0
Simulering av inre ångledningsbrott med linjär potentialströmning, metodbeskrivning
Olof Björndahl
- /4/ Clough Ray W. & Penzien Joseph
Dynamics of Structures, 2:nd edition, McGraw-Hill 1993, page 314-323
- /5/ STAR-CD Version 3 Manual, by Computational Dynamics Ltd
- /6/ RELAP5MOD3.2.2 Manuals, NUREG/CR 5535, Volume I-VII, SCIENTECH Inc.,
prepared for US NRC March 1998.
- /7/ Blevins, R. D. ”Applied Fluid Dynamics Handbook”, Van Nostrand Reinhold Company, New York.
- /8/ ANSI/ANS-58.2-1988, American National Standard. ”Design Basis for Protection of Light Water Nuclear Power Plants Against the Effects of Postulated Pipe Rupture”.

SUMMARY

DNV has evaluated a method to analyse the pressure transient in BWR-reactors when postulated steam line pipe break. The client was The Swedish Nuclear Power Inspectorate, SKI. The pipe break is postulated to occur in the pipe in the vicinity of the reactor vessel. The method is based on a linear simplification of non-stationary potential flow. This work was initiated by a pilot study in 1999, which was reported earlier in year 2000 by two SAQ/R&D documents.

In addition to this report the first part of this evaluation work is presented in DNV document RSE FoU Rapport Nr 2001/01, where test computations against CFD-analyses are shown. These computations were based on the idealisation of isentropic flow applied to a perfect gas. Good agreement was found concerning the pressure signal between the two methods.

In this report a description of the method based on the linear potential formulation is presented. The aim of the description is to show how the method could be applied in practical computations of the structural integrity of components and substructures in the reactor vessel.

The theoretical background of the linear approach is presented. Further is shown how this approach is connected to the acoustic pressure formulation used in commercial structural FEM-codes. A method is proposed by which the fluid/structure-interaction is taken into consideration when computing the system response. This method has a number of advantages compared to computing the response by CFD-technique. Using CFD-technique requires significantly more computer resources and in addition a large amount of data need to be transferred to the structural code. The fluid/structure interaction is omitted in such CFD-analyses.

The connection between the assumptions made in the standard ANSI/ANS-58.2-1988 and the linear potential approach is derived.

An analytical model based on the linear potential theory is presented. The model is suitable as a tool for fast estimations in review work and for parameter studies. A MATLAB routine is developed for the model and could be delivered in source code for studies.

SAMMANFATTNING

DNV har på uppdrag av Statens Kärnkraftinspektion utvärderat metoden att genom en linjär potentialformulering beräkna den transienta tryckbelastningen i reaktortank, BWR, vid postulerat ångledningsbrott. Brottet är postulerat till att uppträda i ångledningen i direkt anslutning till tanken. Arbetet inleddes med en förstudie vilken utfördes 1999 och är tidigare redovisad i två SAQ/FoU-rapporter.

I tillägg till denna rapport redovisas en första del av denna utvärdering i vår rapport RSE FoU Rapport Nr 2001/01 där testberäkningar i form av jämförelser mot CFD-analyser redovisas. Dessa jämförelser baseras på en idealiserad geometri av ångvolymen i reaktortanken och ett antagande om isentropisk strömning av en ideal gas. Jämförelsen påvisar god överensstämmelse mellan den mer fullständiga CFD-beräkningen och den som bygger på den här beskrivna avsevärt mer förenklade linjära potentialformuleringen.

I denna rapport redovisas resultatet av den utvärdering som gjorts i form av en metodbeskrivning. Syftet med metodbeskrivningen är att förklara hur metoden praktiskt kan tillämpas vid analyser av strukturens mekaniska integritet i komponenter och substrukturer i reaktortanken.

Den teoretiska bakgrunden till en linjär ansats baserad på icke-stationär potentialströmning redovisas. Vidare beskrivs hur denna ansats ansluter till den akustiska tryckformulering som nyttjas i kommersiell programvara för strukturmekaniska tillämpningar. En metod föreslås att beräkna transientresponser med en kopplad elasto-akustisk modell där hänsyn tas till interaktionen mellan ångans akustiska tryck och strukturens rörelse. Detta angreppssätt har uppenbara praktiska fördelar jämfört med analyser baserade på CFD-teknik vilka förutsätter avsevärt större datorresurser och omständiga dataöverföringar från fluidberäkningen till strukturmodellen. Dessutom måste interaktionen mellan ångans tryck och strukturens rörelse försummas vid denna typ av analyser.

En härledning görs där det påvisas hur den här beskrivna metoden ansluter till de förutsättningar som ges av standarden ANSI/ANS-58.2-1988.

En analytisk modell baserad på den linjära potentialformuleringen redovisas och verifieras genom jämförelser med resultat från den FEM-modell som tidigare nyttjats i jämförelsen med CFD-analysen. Den analytiska modellen är tänkt som ett effektivt verktyg vid kontrollberäkningar och enklare parameterstudier. Modellen har utvecklats i MATLAB och kan erhållas i källkod som en sk m-fil.

INNEHÅLL

BETECKNINGAR.....	7
1. BAKGRUND	9
2. TILLÄMPNING AV ICKE-STATIONÄR LINJÄR POTENTIALSTRÖMNING.....	10
2.1 LINJÄR ANSATS TILL ICKE-STATIONÄR POTENTIALSTRÖMNING	10
2.2 RANDVILLKOR	12
2.2.1 Utströmmande flöde.....	12
2.2.2 Inströmmande flöde.....	13
2.2.3 Simulering av inverkan från övriga anslutande ångledningars mynnigar.....	13
3. FÖRENKLING GENOM KOMBINATION AV KVASISTATIONÄRT POTENTIALFLÖDE OCH AKUSTISK TRYCKFORMULERING	14
4. FEM-FORMULERING VID KOPPLAD STRUKTUR/FLUID-BERÄKNING	15
4.1 BESTÄMNING AV LÄMPLIG ELEMENTINDELNING	17
4.1.1 Krav relaterat till akustisk vågutbredning.....	18
4.1.2 Krav relaterat till flödesrelaterat tryckfält.....	18
5. ANSLUTNING TILL FÖRUTSÄTTNINGAR I ANSI/ANS-58.2-1988	21
5.1 BELASTNING UTAN FLÖDESBEGRÄNSANDE DYSA UPPSTRÖMS BROTTYTAN.....	21
5.1.1 Korrektion relaterad till linjär potentialberäkning	24
5.2 BELASTNING MED FLÖDESBEGRÄNSANDE DYSA UPPSTRÖMS BROTTYTAN.....	26
5.3 APPLICERING AV BELASTNING ENLIGT ANSI/ANS-58.2-1988.....	30
6. FÖRENKLAD EXCITATIONSMODELLEN.....	33
7. ANALYTISK POTENTIALMODELLEN	37
7.1 ANALYTISK MODAL MODELLEN AV ÅNGSPALTEN.....	38
7.2 BERÄKNING AV GENERALISERADE KRAFTER	40
7.3 VERIFIERANDE TESTBERÄKNINGAR.....	40
7.4 DÄMPNINGENS INVERKAN	40
8. SLUTSATSER	43
9. FÖRSLAG TILL FORTSATTA INSATSER.....	43
REFERENSER.....	44

BETECKNINGAR

A_r	tvärsnittsarea i minsta tvärsnitt i flödesbegränsande dysa där massflöde definieras, [m ²]
A_t	tvärsnittsarea i röstuts vid brottytan, [m ²]
c	ljudhastighet, [m/s]
c_c	ljudhastighet vid kritisk strömning, [m/s]
c_c^*	flödes hastighet vid skenbar kritisk strömning, [m/s]
c_0	ljudhastighet vid stagnationstrycket P_0 inne i reaktortank, [m/s]
D_p	dämpparameter nyttjad i förenklad modell för bestämning av tidsfunktionen $\varphi(t)$
F_f	det flödesrelaterade trycket uppströms dysa integrerat till en kraft, [N]
F_u	det flödesrelaterade trycket nedströms dysa integrerat till en kraft, [N]
F_σ	axialkraft i rörände definierad av axialspänningen σ , [N]
\hat{f}_n	modal kraft, dvs excitationen associerad till modala frihetsgraden q_n
f_{ZPA}	gränshastighets relaterad till exciterande tidsfunktion, [Hz]
I_p	masströghet av ångvolym i rörände mellan tank och brottyta, [kg]
$k_{r,\theta,z}$	vågtalet, antalet hela våglängder per längdenhet, [m ⁻¹]
\dot{m}	massflöde, [kg/s]
\dot{m}_c	massflöde vid kritisk strömning, [kg/s]
P	absolut tryck, [Pa]
P_{amb}	stagnationstryck i omgivningen av reaktortank, [Pa]
P_0	stagnationstryck inne i reaktortank, [Pa]
P_a	akustisk del av dynamisk tryckstörning, [Pa]
P_c	tryck vid kritisk strömning, [Pa]
P_c^*	tryck vid skenbar kritisk strömning, [Pa]
P_d	dynamisk tryckstörning, dvs $P_d = P_a + P_f$, [Pa]
P_f	flödesrelaterad del av dynamisk tryckstörning, [Pa]
R	reaktionskraft för erhållande av global jämvikt av reaktortank, [N]
S_c	kontrolllyta omslutande hela reaktortanken
S_u	del av kontrollytan S_c täckande den inre rörväggen nedströms dysans minsta tvärsnitt
S_σ	del av kontrollytan S_c täckande den bärande delen av rörväggen
\vec{U}	flödes hastighet, [m/s]
t	tid, [s]

- [C] kopplingsmatris av kopplingsytan med normalriktning mellan fluid och struktur, [m^2]
- [D] strukturens dämpmatris, [Ns/m]
- [K] strukturens styvhetsmatris, [N/m]
- [M] strukturens massmatris, [kg]
- [M_f] fluidens akustiska massmatris, [m^3/Pa]
- [K_f] fluidens akustiska styvhetsmatris, [m^3s^{-2}/Pa]
- { x } strukturens rörelsevektor, kolumnvektor av alla rörelsefrihetsgrader, [m]
- { f_s } strukturens lastvektor, kolumnvektor bestående av diskreta yttre krafter, [N]
- { p_a^c } fluidvolymens tryckvektor, kolumnvektor av alla akustiska tryckfrihetsgrader, [Pa]
- { \ddot{v} } kolumnvektor bestående av exciterande volymacceleration, källstyrka, [m^3s^{-2}]
- { e_F } riktningsvektor definierad av rörets centrumlinje pekande ut från reaktortank
- { e_{sc} } riktningsvektor definierad av kontrollytans normalriktning pekande mot omgivningen
- ∇ nabla operatorm, gradienten, [m^{-1}]
- Φ hastighetspotential, [m^2/s]
- $\hat{\Phi}_n$ normerad egenvektor av hastighetspotential
- Φ_0 del av hastighetspotential associerat till stationärt flöde, [m^2/s]
- Φ_a del av hastighetspotential associerat till en akustisk störning, [m^2/s]
- Φ_c^* hastighetspotential baserad på skenbar kritisk flödehastighet, [m^2/s]
- $\varphi(t)$ tidsfunktion beskrivande ändring av massflöde, dimensionslös
- $\psi(t)$ tidsfunktion beskrivande ändring av axialkraft i röret, dimensionslös
- ε korrektionsterm applicerad på flödesrelaterat tryck, dimensionslös
- λ_{ZPA} våglängd vid gränshastigheten f_{ZPA} , [m]
- γ kvoten av specifikt värme vid konstant tryck och konstant temperatur, dimensionslös
- ρ densitet, [kg/m^3]
- ρ_0 densitet vid stagnationstrycket P_0 , [kg/m^3]
- ρ_c densitet vid kritiskt flöde, [kg/m^3]
- ρ_c^* densitet vid skenbart kritiskt flöde, [kg/m^3]
- σ axialspänning i rörväggen, [Pa]
- τ öppningstid för separerande rörändar vid rörbrott, [s]
- τ_σ tid för postulerat giljotinbrott, given av ANSI-standard, [s]
- ζ_n relativ dämpning som andel av kritisk dämpning, dimensionslös

1. BAKGRUND

DNV har på uppdrag av Statens Kärnkraftinspektion studerat möjligheten att beräkna den transienta tryckbelastningen i reaktortank, BWR, vid postulerat ångledningsbrott. Brottet är postulerat till att uppträda i ångledningen i direkt anslutning till tanken. Arbetet inleddes med en förstudie vilken utfördes 1999. Denna förstudie finns redovisad i två rapporter, se referenserna /1/ och /2/.

I referensen /1/ sammanfattas arbetet i förstudien där alternativa analysmetoder diskuteras och ingenjörsmässiga antaganden beträffande ångans tillstånd i tanken vid det transienta utflödet.

I referensen /2/ studeras specifikt möjligheten att beräkna det transienta förloppet genom att nyttja en linjär ansats beskrivande icke-stationär potentialströmning. Den enklaste formen av en sådan ansats leder till det man normalt kallar för en akustisk modell. Bakgrunden till att specifikt studera denna typ av metod var de uppenbara fördelarna rent beräkningstekniskt jämfört med metoder baserat på en mer fullständig ansats, sk CFD-teknik. En viktig synpunkt kopplat till detta är möjligheten att på ett rationellt sätt beräkna den mekaniska integriteten i strukturdelar i reaktortanken, vilket får anses vara det primära syftet och slutprodukten för själva analysen vid ett postulerat rörbrott.

Vid analyser utförda med CFD-teknik kan interaktionen mellan ångans tryckvariationer och strukturens rörelser idag ej utföras på ett enkelt sätt. I tillägg måste stora datamängder hanteras vid överföring till strukturbelastning i form av trycksignaler till strukturmekanikberäkningen. Kravet på rumslig diskretisering vid CFD-beräkningar är ej densamma som för den strukturmekaniska modellen. Detta innebär att en omfattande databehandling måste utföras i syfte att skapa belastningen på strukturmodellen anpassad till strukturens elementnät.

En linjär ansats baserad på icke-stationär potentialströmning möjliggör att hantera detta problem på ett rationellt sätt utan behandling av stor datamängder. Samtidigt kan hänsyn tas till interaktion mellan ångans tryck och strukturens rörelse, dock på ett förenklat sätt. Detta då ångvolymen och strukturen kan hanteras med ett sammanfallande elementnät. Införandet av en akustisk modell av ångan i strukturmodellen innebär endast en marginell ökning av strukturmodellens storlek vad gäller antalet frihetsgrader, detta då ångan beskrivs med endast en frihetsgrad i varje nod. Det normala vad gäller strukturdelar i reaktortanken är att nyttja skal- och balkelement vilka kräver 6 frihetsgrader per nod.

Detta kan sägas vara bakgrunden till det arbete som redovisas i denna rapport och i referensen /3/. Denna rapport och /3/ utgör redovisningen av den utvärdering som gjorts av metoden att beräkna tryckbelastningen med hjälp av en linjär potentialformulering.

I referensen /3/ redovisas en jämförande testberäkning av trycktransienten för en idealiserad geometri av ångvolymen i reaktortanken. Trycktransienten har beräknats med CFD-teknik och med den linjära ansatsen av potentialströmning som diskuterats ovan. Utgångspunkten vad gäller ångans egenskaper har varit isentropisk strömning av en ideal gas. Jämförelsen visar mycket små skillnader mellan analyserna vad gäller den beräknade trycktransienten. Däremot är skillnaden mycket stor vad gäller kravet på beräkningskapacitet.

I denna rapport beskrivs hur man praktiskt lämpligen kan tillämpa den linjära ansatsen på ångledningsbrott, metodens förutsättningar teoretiskt samt hur den ansluter till den standard som kan sägas beskriva den praxis som får anses vara tillämpbar. Vidare redovisas en analytisk modell baserad på samma linjära ansats. En beräkningsrutin baserad på denna analytiska modell kan erhållas för den intresserade genom kontakt med DNV.

2. TILLÄMPNING AV ICKE-STATIONÄR LINJÄR POTENTIALSTRÖMNING

I detta kapitel ges den teoretiska bakgrunden till en metod att beräkna belastningar på reaktortank med interna delar orsakade av det transienta utflödet av ånga vid ett ångledningsbrott. Metoden bygger på en linjär approximation av icke-stationär isentropisk strömning för en ideal gas.

Den standard som kan sägas vara den praxis som tillämpats för analys belastningar vid postulerade rörbrott baseras i fallet ångledningsbrott också på antagandet om isentropisk strömning av en ideal gas. Det linjära ansatsen vilken här tillämpas ger en något avvikande belastning på reaktortanken för det flödesrelaterade trycket än vad en fullständig ansats skulle ge och vad som föreskrivs av ANSI-standarden, se referens /5/. Denna avvikelse diskuteras i kapitel 5 och är mycket måttlig. I syfte att erhålla en global belastning som till storlek helt ansluter till ANSI-standarden härleds en korrektion som tar hänsyn till detta, se avsnittet 5.1.1.

2.1 Linjär ansats till icke-stationär potentialströmning

Vi utgår från förutsättningen att flödet av ångan kan beskrivas med egenskaperna av en ideal gas. Strömningen antas dessutom vara adiabatisk och rotationsfri. Under dessa förutsättningar kan en hastighetspotential Φ definieras utgående från flödehastigheten \vec{U} :

$$\vec{U} = \nabla\Phi \qquad \nabla = \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \mid \frac{\partial}{\partial y} \mid \frac{\partial}{\partial z} \right\} \qquad (2.1)$$

Försummas inverkan från jordgravitationen kan en ekvation härledas vilken beskriver den icke-stationära kompressibla strömningen. Bakgrunden till ekvationen (2.2) diskuteras i referens /2/.

$$\begin{cases} \nabla^2\Phi - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} + \frac{\partial(\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi)}{\partial t} + \frac{\nabla\Phi \cdot \nabla(\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi)}{2} \right) = 0 \\ c^2 = c_0^2 - (\gamma - 1) \left(\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi}{2} \right) \end{cases} \qquad (2.2)$$

där:

$$c_0 = \sqrt{\frac{P_0 \cdot \gamma}{\rho_0}} \text{ ljudhastigheten vid stagnationstrycket } P_0 \text{ inne i reaktortanken}$$

$\gamma =$ kvoten av specifikt värme vid konstant tryck och vid konstant temperatur

$\rho_0 =$ densitet vid stagnationstrycket P_0

Med känd hastighetspotential kan trycket P beräknas:

$$P = P_0 - \rho \left(\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi}{2} \right) \qquad (2.3)$$

Ekvationen (2.2) är icke-linjär. En linjär ansats bygger på att utgå från ett stationärt flöde Φ_0 vilket störs av ett litet tillskott Φ_a . Vi kallar detta tillskott en akustisk störning. Är tillskottet tillräckligt litet kan den ursprungliga ekvationen förenklas till lösningen av två enklare fall, en för det stationära flödet och en för det akustiska tillskottet. Summan av dessa två lösningar bildar den totala hastighetspotentialen. Denna typ av ansats diskuterades i förstudien /2/. I den här ansatsen utgår vi från ett begynnelsestillstånd vilket är flödesfritt, dvs $\Phi_0 = 0$. En linjär modell av det icke-stationära potentialflödet övergår med sådana förutsättningar till vågekvationen:

$$\begin{cases} \Phi_0 = 0 \\ \nabla^2 \Phi_a - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \Phi_a}{\partial t^2} = 0 \end{cases} \quad (2.4)$$

Tryckberäkningen förenklas såtillvida att trycket baseras på densiteten vid stagnationstrycket, dvs ρ_0 , och på den akustiska störningen Φ_a :

$$P = P_0 - \rho_0 \left(\frac{\partial \Phi_a}{\partial t} + \frac{\nabla(\Phi_a) \cdot \nabla(\Phi_a)}{2} \right) \quad (2.5)$$

Vid traditionellt akustiska beräkningar försummas den delen av trycket vilken hänför sig till gradienten av hastighetspotentialen, dvs flödes hastigheten, dels på grund av att det stationära flödet beskrivet av Φ_0 försummas och dels på grund av att störningen antas vara så liten att den delen av uttrycket blir försumbart liten jämfört med den del som är relaterad till tidsderivatan av hastighetspotentialen. Vid fallet ångledning brott visar det sig att den del som är relaterad till flödes hastigheten ej är försumbar. För att på ett strukturerat sätt beskriva det tillvägagångssätt som tillämpas här definierar vi tryckstörningen som bestående av två delar, den akustiska delen P_a och den flödesrelaterade delen P_f :

$$P = P_0 + P_a + P_f \quad (2.6)$$

$$\begin{cases} P_a = -\rho_0 \frac{\partial \Phi_a}{\partial t} \\ P_f = -\rho_0 \frac{\nabla(\Phi_a) \cdot \nabla(\Phi_a)}{2} \end{cases}$$

Vid hållfasthetsberäkningar enligt ASME III skiljs ofta på belastningen vid stationära driftsförhållanden och de belastningar som uppstår vid avvikelser från dessa. Det kan vara lämpligt att införa en parameter som beskriver tryckets avvikelse från det stationära tillståndet vilket vi kallar de dynamiska tryckstörningen, P_d :

$$P_d = P_a + P_f \quad (2.7)$$

Viktigt att notera i samband med parametern P_d är det begrepp man vanligtvis betecknar *dynamiskt tryck* inom strömningsläran. Detta *dynamiska tryck* motsvarar här endast den flödesrelaterade delen P_f .

2.2 Randvillkor

Nedan beskrivs de randvillkor som skall införas på de snittytor som införs i syfte att avgränsa modellen av ångvolymen och för att beskriva det transienta utflödet av ånga vid själva brottstället.

2.2.1 Utströmmande flöde

Det naturliga randvillkoret vid beräkning av hastighetspotentialen är flödes hastigheten i normalriktningen mot den begränsningsyta där in- och utflöde sker, dvs gradienten av hastighetspotentialen genom begränsningsytan. Normalriktningen \bar{n} definieras positiv ut från ytan. Utflödet är i detta fall det transienta flödet i anslutning till brottytan i röret.

Då vi utgår från linjära förhållanden beskrivs randvillkoret i snittet vid utflödet baserat på det sanna tidsberoende av massflödet $\dot{m}(t)$. Ett med den linjära ansatsen konsistent sätt att beskriva utflödet är att utgå från den densiteten ρ_0 given av stagnationstrycket P_0 inne i tanken. Detta ger en skenbar flödes hastighet som motsvarar det sanna massflödet genom brottytan.

$$\frac{\partial \Phi_a(t)}{\partial \bar{n}} = \frac{\dot{m}(t)}{A_r \rho_0} = \varphi(t) \frac{\dot{m}_c}{A_r \rho_0} \quad (2.8)$$

$A_r =$ arean av den yta med minsta tvärsnitt där utflöde sker vid rörbrottet vars normalriktning antas vara parallell med rörets centrumlinje pekande ut från tanken. I tillämpningar där flödesreducerande dysa saknas uppströms brottytan är arean $A_r = A_t$, dvs densamma som tvärsnittet i röret.

$\dot{m}_c =$ massflöde vid kritisk strömning i minsta tvärsnittet

$\varphi(t) =$ dimensionslös tidssignal beskrivande transienten av massflödet

Denna typ av beräkningar förutsätter att tidssignalen beskrivande massflödet är givet. Detta kan sägas vara ett principiellt problem. Möjliga tillvägagångssätt att ta fram en exciterande tidssignal kan vara att nyttja strömningsprogram av typen RELAP5 eller den förenklade modell som ges i kapitel 6 nedan.

I kapitel 5 redovisas hur den linjära ansatsen enligt (2.4) och (2.5) i kombination med randvillkoret enligt (2.8) ansluter till de förutsättningar som ges av standarden ANSI/ANS-58.2-1988.

2.2.2 Inströmmande flöde

Lämplig avgränsning av den numeriska modellen inne i tanken bedöms vara ett område där trycket förväntas vara mycket lite stört av det transienta utflödet genom brottstället och där ångan flödar in i volymen. Vi kan dessutom förvänta oss att det under stationära förhållanden, en tid efter brottet och även innan brottet, är samma massflöde på den inströmmande ytan som utflödet genom ångstudsarna. Ett område där dessa omständigheter kan förväntas vara uppfyllda är en tänkt horisontell yta ett avstånd ner från fuktavskiljarmantelns övre rand på mantelns insida. Ett med tiden konstant stagnationstryck kan erhållas genom införa ett tvång på hastighetspotentialen, $\Phi = 0$. Detta randvillkor innebär masskontinuitet under stationära förhållanden.

2.2.3 Simulering av inverkan från övriga anslutande ångledningars mynningar

Om vi väljer att avgränsa modellen av ångvolymen även i anslutning till stutsarna för de intakta rörledningarna måste ett randvillkor införas i syfte att ersätta dessa ledningars inverkan på trycket i ångvolymen. Ett möjligt randvillkor kan baseras på ett antagande om endimensionell vågutbredning i rören och att dessa rör är oändligt långa. Ett för dessa omständigheter korrekt randvillkor motsvarar den akustiska impedansen i dessa snittytor vilket ges av uttrycket (2.9) nedan.

$$\begin{aligned}
 P_a &= \rho_0 c_0 \vec{U}_{\vec{n}} \\
 \Rightarrow \\
 \frac{\partial \Phi_a}{\partial \vec{n}} &= -\frac{1}{c_0} \frac{\partial \Phi_a}{\partial t}
 \end{aligned}
 \tag{2.9}$$

Detta randvillkor innebär att en akustisk dämpning införs vilket är den enda dämpmekanismen i modellen.

I de fall då ångledningar är parvis kopplade i sk loopar kan man förvänta sig att utflödet genom den intakta reaktortankstutsen på samma loop starkt påverkas av rörbrottet. Ett sätt att ta hänsyn till detta kan vara att nyttja den RELAP5 modell som diskuterats ovan i avsnitt 2.2.1 och införa samma typ av randvillkor som för stutsen vid brottet men baserat på det aktuella massflödet för den parvis kopplade men intakta stutsen. Det bör noteras att vid en sådan analys bör rimligen också hänsyn tas till inverkan från den dynamiska belastning som uppstår i röret som ansluter till den intakta stutsen.

3. FÖRENKLING GENOM KOMBINATION AV KVASISTATIONÄRT POTENTIALFLÖDE OCH AKUSTISK TRYCKFORMULERING

De akustiska formuleringar som vanligen förekommer i kommersiella FEM-program bygger på en sk tryckformulering. En tryckformulering bygger på antagandet att tryckstörningen är så liten att den flödesrelaterade delen av tryckstörningen är försumbar relativt den del vilken är associerad till tidsderivatan av hastighetspotentialen, dvs:

$$P = P_0 - \rho_0 \left(\frac{\partial \Phi_a}{\partial t} + \frac{\nabla(\Phi_a) \cdot \nabla(\Phi_a)}{2} \right) \approx P_0 - \rho_0 \frac{\partial \Phi_a}{\partial t} \quad (2.5b)$$

Vid tillämpningar där en sådan förenkling är motiverad kan vågekvationen beskrivas direkt med avseende på det akustiska trycket P_a istället för med avseende på hastighetspotentialen Φ_a .

Vid analys av ångledningsbrott kan denna typ av förenkling ej direkt tillämpas utan att i tillägg införa ett extra trycktillskott avsett att beskriva den del av tryckstörningen vilken är relaterad till flödesändringen motsvarande P_f . En ansats som visat sig ingenjörsmässigt motiverad är att beräkna den totala tryckstörningen genom att kombinera den rent akustiska tryckstörningen med ett tryckförlopp relaterat till flödesändringen vilken bygger på en kvasistationär beräkning av hastighetspotentialen. Denna förenklade ansats kan sammanfattas med ekvationerna (3.1) och (3.2) nedan:

$$\begin{cases} \nabla^2 \Phi_c^* = 0 \\ \nabla^2 P_a - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 P_a}{\partial t^2} = 0 \end{cases} \quad (3.1)$$

där:

Φ_c^* = hastighetspotentialen baserat på kritiskt flöde enligt randvillkor givet av (2.8)

$$\begin{cases} P = P_0 + P_a(t) + P_f^*(t) \\ P_f^*(t) = -\rho_0 \varepsilon(\gamma) \varphi^2(t) \frac{\nabla(\Phi_c^*) \cdot \nabla(\Phi_c^*)}{2} \end{cases} \quad (3.2)$$

Tillämpning av ekvationerna (3.1) och (3.2) ger en belastning vilken ansluter globalt till den belastning som ges av ANSI-standardens genom att korrektionen $\varepsilon(\gamma)$ införts. Se kapitel 5 angående förutsättningar givna av ANSI-standardens och avsnitt 5.1.1 angående korrektionen $\varepsilon(\gamma)$.

Det skall här noteras att två oberoende analyser krävs för att beräkna den totala belastningen vilken är relaterad till det ickestationära flödet.

I kapitel 4 nedan ges förslag på hur denna förenklade ansats kan utvidgas till en beräkningsmetod där även hänsyn tas till fluid/strukturinteraktion.

4. FEM-FORMULERING VID KOPPLAD STRUKTUR/FLUID-BERÄKNING

Tillsammans med den tryckformulering för fluiden som diskuterats i kapitel 3 kan det kopplade elasto-akustiska problemet beskrivas med en FEM-modell där både fluidens akustiska tryckfrihetsgrader och strukturens rörelsefrihetsgrader ingår.

Vi antar att modellen är avgränsad på ett sådant sätt att ett snitt lagts i strukturen i brottytan i röret. Ångvolymen avgränsas genom att endast ångvolymen innanför detta snitt är representerad i modellen. I de fall en flödesbegränsande dysa finns uppströms brottstället avgränsas ångvolymen så att endast ångan innanför det minsta tvärsnittet i dysan ingår.

Det kopplade ekvationssystemet kan beskrivas med uttrycken i (4.1) nedan.

$$\begin{cases} [M]\{\ddot{x}\} + [D]\{\dot{x}\} + [K]\{x\} = \{f_s\} - [C]\{p_a^c\} \\ [M_f]\{\ddot{p}_a^c\} + [K_f]\{p_a^c\} = \{\ddot{v}\} + [C]^T\{\ddot{x}\} \end{cases} \quad (4.1)$$

$$\Leftrightarrow \begin{bmatrix} M & 0 \\ -C^T & M_f \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{p}_a^c \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} D & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{x} \\ \dot{p}_a^c \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} K & C \\ 0 & K_f \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x \\ p_a^c \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} f_s \\ 0 \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} 0 \\ \ddot{v} \end{Bmatrix}$$

där:

$[M]$ = strukturens massmatrix

$[D]$ = strukturens dämpmatrix

$[K]$ = strukturens styvhetsmatrix

$[M_f]$ = fluidens akustiska massmatrix

$[K_f]$ = fluidens akustiska styvhetsmatrix

$[C]$ = kopplingsmatrix av arean med normalriktning på ytan mellan struktur och fluid

$\{x\}$ = strukturens rörelsevektor, kolumnvektor av alla rörelsefrihetsgrader

$\{f_s\}$ = strukturens lastvektor, kolumnvektor bestående av diskreta yttre krafter

$\{p_a^c\}$ = fluidvolymens tryckvektor, kolumnvektor av alla akustiska tryckfrihetsgrader

$\{\ddot{v}\}$ = kolumnvektor bestående av exciterande volymacceleration, källstyrka

Ett antal alternativa sätt finns att lösa ekvationen (4.1). Ekvationssystemet kan göras symmetriskt och kopplade egenmoder kan beräknas på samma sätt som för det okopplade strukturproblemet eller det okopplade akustiska problemet. För mer detaljer hänvisas till referens /4/. I syfte att visa en möjlig strategi att beräkna strukturresponser vid ångledningsbrott där hänsyn tas till interaktionen mellan ångan och strukturen väljer vi att beskriva ekvationen i frekvensdomänen.

$$\begin{cases} ([K] + i\omega[D] - \omega^2[M])\{x\} = \{f_s\} - [C]\{p_a^c\} \\ ([K_f] - \omega^2[M_f])\{p_a^c\} = \{\ddot{v}\} - \omega^2[C]^T\{x\} \end{cases} \quad (4.2)$$

Vi utgår från den andra raden av ekvationen (4.2) och eliminerar det akustiska trycket. Av detta kan man konstatera att trycket $\{p_a^c\}$ består av en del vilken vi kallar det infallande trycket $\{p_a\}$ vilket är det akustiska tryck som erhålls om strukturen betraktas stel, dvs det okopplade problemet, och en del vilken vi kan kalla det reflekterade trycket $\{p_a^r\}$ vilket är resultatet av strukturens rörelses inverkan på fluiden. Det skall här noteras att vektorn $\{p_a\}$ är en diskret motsvarighet till det akustiska tryck P_a som ges av ekvationen (2.6).

$$\begin{aligned} \{p_a^c\} &= ([K_f] - \omega^2[M_f])^{-1} \{\ddot{v}\} - \omega^2([K_f] - \omega^2[M_f])^{-1} [C]^T \{x\} \\ &\Leftrightarrow \\ \{p_a^c\} &= \{p_a\} + \{p_a^r\} \\ \begin{cases} \{p_a\} = ([K_f] - \omega^2[M_f])^{-1} \{\ddot{v}\} \\ \{p_a^r\} = -\omega^2([K_f] - \omega^2[M_f])^{-1} [C]^T \{x\} \end{cases} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Det från det transienta ångutflödet flödesrelaterade trycket P_f ej kan beräknas med den rena tryckformuleringen. Vi inför detta tryck som en på strukturen direkt verkande last, beräknad enligt uttrycket (3.2), dvs representerad med en tryckfördelning enligt P_f^* . Refererande till avsnittet 5.3 skall i tillägg två yttre krafter införas vilka beskriver dels ändringen av mekanisk spänning i rörväggen och dels en kraft vilken motsvarar ändringen av trycket på en yta nedströms den minsta tvärsnittsytan i dysan fram till brottytan. Detta skrivs symboliskt via ekvationen (4.4) nedan.

$$\{f_s\} = \{f_s(t)\} = -\varphi^2(t)[C]\{p_f^*\} + \varphi^2(t)\{F_u\} + \psi(t)\{F_{\sigma_0} - F_{\sigma}\} \quad (4.4)$$

Den belastning som införs på modellens begränsningsyta ångvolymen i röret beskrivs via volymaccelerationen på ytan. Denna motsvarar tidsderivatan av det randvillkor som diskuteras i avsnittet 2.2.1.

$$\begin{aligned} \{\ddot{v}\} &= \{\ddot{v}_1 \mid \dots \mid \ddot{v}_i \mid \dots \mid \ddot{v}_N\}^T ; \quad \ddot{v}_i = \ddot{v}_i(t) \\ \sum \ddot{v}_i(t) &= -A_r \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \Phi_a(t)}{\partial \bar{n}} \right) = -\frac{\dot{m}_c}{\rho_0} \dot{\varphi}(t) \end{aligned} \quad (4.5)$$

Införs nu belastningen enligt (4.4) och (4.5) i ekvationen (4.1) erhålls rörelseekvationen för strukturresponser vid ångledningsbrott där hänsyn tas till struktur/fluidinteraktion. Denna ansats baseras på antagandet att det från strukturrörelsen reflekterade trycket $\{p_a^r\}$ är av rent akustisk natur och kan erhållas genom att enbart utgå från tidsderivatan av hastighetspotentialen såsom givet av uttrycket (2.5b). Detta innebär att den störning av flödes hastigheten vilken ges av ändringen av gradienten av hastighetspotentialen, orsakad av strukturens rörelse, antas försumbar.

Sammanfattningsvis kan vi alltså konstatera att strukturresponserna kan beräknas direkt genom den kopplade elasto-akustiska formuleringen om vi accepterar approximationen att det transienta brottflödet kan betraktas som en linjär störning av hastighetspotentialen. I tillägg till att införa källstyrkefunktionen som akustisk last i ett lämpligt snitt i anslutning till brottstället skall också det infallande flödesrelaterade trycket införas som en belastning verkande direkt på strukturen.

Den enklaste approximationen att beräkna den flödesrelaterade delen av det infallande trycket är att utgå från inkompressibel potentialströmning såsom diskuterats i kapitel 3 och givet av uttrycket (3.2). Ett sådant förfarande bör vara det mest rationella och effektivaste sättet att beräkna strukturbelastningen.

4.1 Bestämning av lämplig elementindelning

Vid skapande av en simuleringsmodell baserad på den metod som föreslås här ovan måste hänsyn tas till tre fältstorheter vid val av elementindelningen, förskjutningsfältet vid vågutbredningen i strukturen, den akustiska vågutbredningen i ångan och tryckfältet relaterat till variationerna av flödet i ångan. Vi förutsätter här att samma diskretisering tillämpas för alla tre fältstorheterna på de ytor där ångan är i kontakt med strukturen. Detta är i och för sig ej nödvändigt men det mest praktiska om kommersiell programvara för strukturmekaniktillämpningar nyttjas.

Principen att nyttja samma elementindelning i både struktur och fluid på kopplingsranden mellan medierna innebär att styrande för maximalt nodavstånd blir den fältstorhet vilken kräver den finaste diskretiseringen.

Vid vågutbredning gäller generellt att den exciterande tidsfunktionen sätter kravet på diskretiseringen. Betraktar man uttrycken (4.4) och (4.5) kan man konstatera att den på strukturen direkt verkande belastningen är associerad till två tidsfunktioner, $\varphi^2(t)$ och $\psi(t)$. Den belastning som direkt verkar på vågutbredningen i ångan är kopplad till tidsfunktionen $\dot{\varphi}(t)$. Genom att välja ett elementnät på kopplingsranden som är det finaste utifrån kravet på varje medium relaterat detta mediums exciterande tidsfunktion erhålls även ett elementnät som är rimligt vad gäller interaktionen dem emellan.

Ett praktiskt sätt att bestämma lämplig diskretisering är att betrakta en enskild modal koordinats respons och därigenom fastställa en rimlig gränshänsyn associerad till excitationssignalen. Rörelseekvationen för en enskild modal koordinat q_n ges enligt (4.6). Den modala beskrivning som diskuteras här är relaterad till den kopplade ekvationen (4.1) baserad på en akustisk tryckformulering och skall ej förväxlas med den som diskuteras i kapitlen 6 och 7. Konstanten χ_n betecknar modal participation factor och kan för denna analys vara godtycklig.

$$\ddot{q}_n(t) + 2\zeta_n \dot{q}_n(t) + \omega_n^2 q_n(t) = \chi_n \dot{\varphi}(t) \quad (4.6)$$

Vid ett tillräckligt högt värde på egenfrekvensen ω_n kan en kvasistatisk lösning av ekvationen (4.6) tillämpas:

$$\omega_n \geq 2\pi f_{ZPA} \quad \Rightarrow \quad \omega_n^2 q_n(t) = \chi_n \dot{\phi}(t) \quad (4.6a)$$

Den lägsta frekvens, f_{ZPA} , vid vilken ekvationen (4.6a) med förutsatt noggrannhet antas vara tillämpbar kan kallas gränshfrekvensen för excitationen. Denna gränshfrekvens kan identifieras genom att beräkna ett sk responspektrum och betrakta parametern pseudoacceleration. Pseudoaccelerationen når med ökande frekvens en horisontell asymptot, det sk ZPA-värdet. Se referens /6/ angående detaljer förknippade med responspektrumanalys. Den frekvens vid vilken denna asymptot med given noggrannhet kan sägas vara nådd definieras som gränshfrekvensen, f_{ZPA} . Som utgångspunkt för bestämning av elementindelning vid vågutbredning nyttjas denna gränshfrekvens. Kravet blir att elementstorleken skall vara sådan att vågor skall kunna upplösas med vald elementindelning upp till gränshfrekvensen f_{ZPA} .

Då avsikten med denna rapport specifikt har varit att beskriva beräkningen av tryckstörningen i ångan diskuteras endast detta nedan. Elementdiskretisering vid dynamiska förlopp i strukturer kan med fördel studeras i referenserna /7/ och /8/.

4.1.1 *Krav relaterat till akustisk vågutbredning.*

Vid simulering av vågutbredning i ett akustiskt medium kan med fördel ett elementnät med likformig indelning över hela volymen tillämpas. För att tillfredsställa kravet på rimlig noggrannhet på det akustiska tryckfältet väljs ett lämpligt antal noder för en given våglängd $\lambda_{ZPA} = c_0 / f_{ZPA}$. Lägre antal än sex noder över denna våglängd rekommenderas ej. Ett elementnät baserat på detta kan sägas ge ett krav på största tillåtna elementstorlek över hela ångvolymen.

Detta krav skall i tillägg jämföras med kravet på indelningen i strukturen på kopplingsytan och det krav som ges av den indelning som krävs för att beräkna ett korrekt flödesrelaterat tryckfält.

4.1.2 *Krav relaterat till flödesrelaterat tryckfält.*

I områden med förväntad stor variation av flödeshastighet i ångan kan kravet på elementindelning vara direkt relaterat till en korrekt beskrivning tryckfältet baserat på gradienten av hastighetspotentialen, dvs trycket P_f^* .

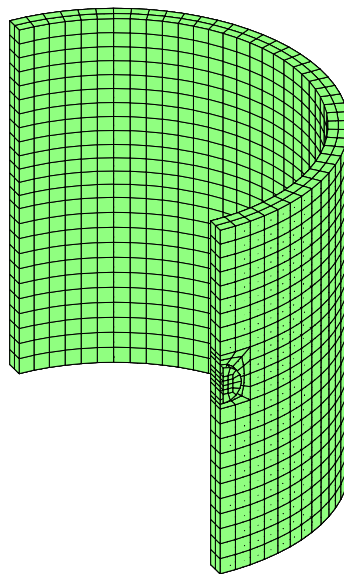
I denna tillämpning kan en stor variation av detta tryckfält förväntas i anslutning till stutsen vid rörbrottet. Detta är sannolikt det enda område i ångvolymen där tryckfältet P_f^* kan förväntas vara styrande för elementstorleken. Det kan alltså vara lämpligt att förfina modellen i ett begränsat område i ångspalten runt stutsen och behålla detta fina nät fram till begränsningsytan där randvillkoret beskrivande utflödet införs.

Ett sätt att kontrollera att en rimlig diskretisering kan vara att beräkna den integrerade totala kraften som verkar på strukturen givet av tryckfältet P_f^* och jämföra med kraften F_f^* enligt uttrycket (5.17).

En sådan kontroll har gjorts med utgångspunkt från den modell som användes i de jämförande testberäkningarna som redovisats i referens /3/. I figuren 4.1 nedan ges elementindelningen av denna modell. Elementindelningen är fullt acceptabel gentemot kraven relaterat till den akustiska vågutbredningen. Däremot är elementnätet ej tillräckligt fint i anslutning till stutsen för att upplösa den flödesrelaterade tryckfördelningen P_f^* .

En modifiering har därför gjorts av modellen i ett område i anslutning till stutsen i syfte att se hur den beräknade kraften F_f^* konvergerar mot det värde som anges av formeln (5.17). I figuren 4.2 ges iso-plottar beskrivande flödes hastigheten i anslutning till stutsen för de två alternativa modellerna, den ursprungliga testmodellen och den modifierade. Av tabellen 4.1 framgår att kravet på ett korrekt beräknat flödesrelaterat tryckfält P_f^* är styrande för diskretiseringen i ett lokalt område vid stutsen.

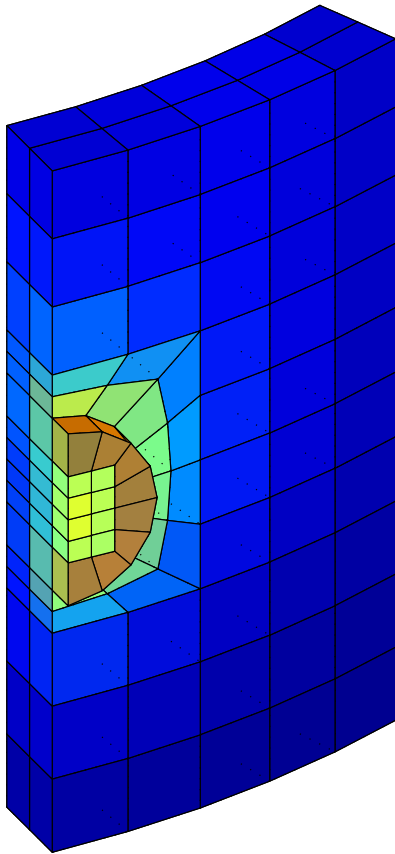
Det skall påpekas att ett tvång införts på hastighetspotentialen på modellens övre begränsningsyta där inflödet sker. Kraften enligt formeln (5.17) baseras på ett tillstånd där inget inflöde sker i tanken eller att allt inflöde är riktat vinkelrätt mot utflödet i stutsen. Genom att införa tvånget att hastighetspotentialen antar samma värde i alla noder närmast under noderna på den övre begränsningytan erhålls ett inflöde som är vinkelrätt mot utflödet.



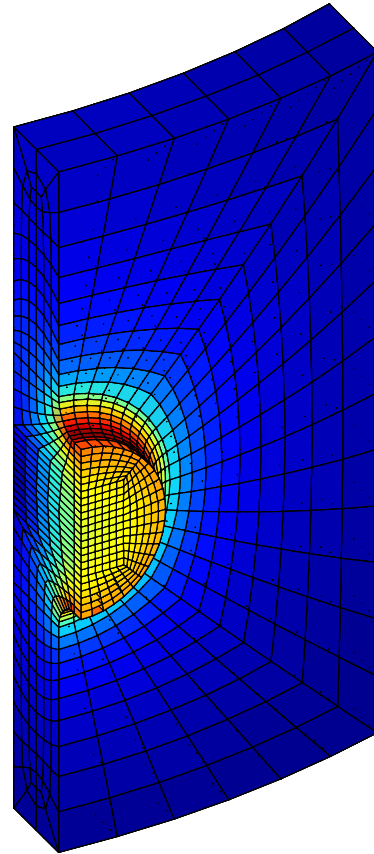
Figur 4.1 Elementnät nyttjat i testmodell referens /3/

modell	$F_f^*(inre\ cyl)/F_f^*(5.17)$	$F_f^*(yttre\ cyl)/F_f^*(5.17)$	$F_f^*(totalt)/F_f^*(5.17)$
referens /3/	-0.96591	1.6510	0.6851
modifierad	-0.94020	1.9169	0.9767

Tabell 4.1 Kontroll av beräknad flödesrelaterad kraft F_f^* mot ekvationen (5.17)



elementnät vid stuts referens /3/



modifierat elementnät vid stuts

*Figur 4.2 Beräknad flödes hastighet i anslutning till stuts avsett för kraften F_f^**

5. ANSLUTNING TILL FÖRUTSÄTTNINGAR I ANSI/ANS-58.2-1988

I denna standard ges de förutsättningar som kan sägas beskriva den praxis som hittills följts vid analys av postulerade rörbrott och de förutsättningar vilka USNRC Standard Review Plan bygger på. I ANSI-standarderna, /5/, definieras den sk ”thrust force” vilken är den dimensionerande yttre kraften som skall antas verka på en tank eller en rörände efter ett rörbrott. I Appendix B2(a), i standarden, ges förutsättningar för ångledningsbrott. Dessa förutsättningar bygger, som i den här presenterade metoden, på antagandet att ångan kan betraktas som en ideal gas vid isentropisk strömning. Den i standarden angivna ”thrust force” ges dock som den totala kraft som verkar på en kontrollyta omgivande hela tanken. Vid en analys som den som presenteras här är ej enbart den yttre totala kraften på tanken målet utan naturligtvis information om hur denna kraft är fördelad. Vid en analys där trycktransienten i ångvolymen inne i tanken ingår måste den totala kraften fördelas mellan en mekanisk kraft införd i rörväggen och den kraft som blir resultatet av den dynamiska tryckstörens verkan på tankens inre struktur och tankskalet.

I syfte att identifiera denna fördelning av krafter och samtidigt konstatera huruvida den metod som ges i detta arbete är i harmoni med ANSI-standarderna görs nedan en härledning där fördelningen av krafter erhålls. För detta ändamål betraktas belastningen på tanken enbart vid det stationära begynnelsestillståndet innan brottet och vid en tidpunkt efter brottet när ett stationärt utflöde uppnåtts. Först härleds belastningen för en konfiguration där flödesbegränsning saknas mellan brottstället och tanken, därefter med flödesbegränsande dysa. I avsnittet 5.3 sammanfattas hur de härledda belastningarna kopplar till den analysmetod som tagits fram i detta arbete vid simulerat ångledningsbrott med en linjär potentialformulering.

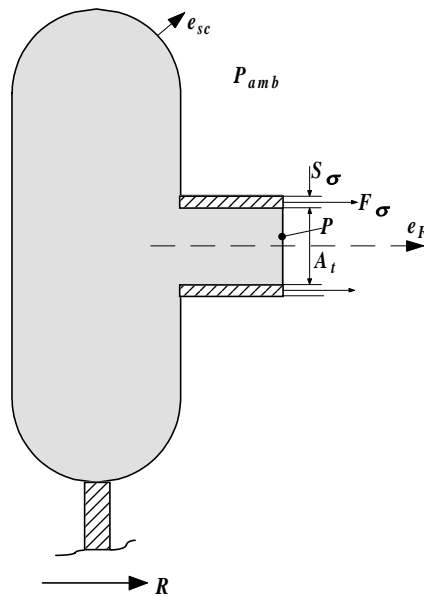
5.1 Belastning utan flödesbegränsande dysa uppströms brottytan

Vi utgår från att det omgivande trycket P_{amb} omkring tanken är detsamma både före och efter brottet, vilket är samma antagande som ges i ANSI-standarderna. Det skall noteras att detta antagande ej är helt realistiskt då PS-inneslutningen är en begränsad volym vilket innebär att omgivningstrycket med nödvändighet påverkas av att ångan flödar ut ur tanken.

Relationen mellan det omgivande trycket och stagnationstrycket P_0 inne i tanken beskrivs här med parametern α .

$$\alpha = P_{amb} / P_0 \quad (5.1)$$

Vi bildar en kontrollyta, S_c , vilken omger hela tanken och som kan antas vara uppdelad på tre delar, se figuren 5.1. En av dessa delar är den yta med arean A_i som ges av det utströmmande ångflödet. En andra del, S_r , är den som motsvarar ytan för den innan brottet bärande rörväggen. Den tredje delen är den resterande ytan vilken tillsammans med de två övriga omsluter hela tanken. Antas nu stationära förhållanden kan kraftjämvikt beräknas genom att summera alla delbidrag inverkan i form av massflöde, omgivande tryck och mekaniska krafter. Här betraktas enbart summan av krafterna verkande i riktningen normalt ut från brottytan och i rörets centrumaxel. I formeln (5.2) ges jämviktsekvationen generellt för ett stationärt tillstånd.



Figur 5.1 Schematisk tank för definition av kraftjämvikt

$$\sum_{S_c} F = \int_{S_c - S_\sigma - A_t} -\{e_F\}^T \{e_{sc}\} P_{amb} dS + \int_{S_\sigma} \sigma dS - \int_{A_t} P dS - \int_{A_t} \rho \left(\{e_F\}^T \{e_{\vec{U}}\} |\vec{U}| \right)^2 dS + R = 0 \quad (5.2)$$

S_c = kontrollyta vilken täcker hela tanken inklusive det snitt som definieras av brottytan röret vars normalriktning antas vara parallell med rörets centrumlinje

S_σ = del av kontrollytan definierad som den del av brottytan som upptas av det mekaniskt bärande materialet rörväggen vars normalriktning antas parallell med rörets centrumlinje

σ = axialspanning i verkande över arean S_σ i rörväggen

R = reaktionskraft representerande tankens förankring mot omgivning

$\{e_F\}$ = riktningsvektor definierad av rörets centrumlinje pekande ut från tanken

$\{e_{sc}\}$ = riktningsvektor definierad av kontrollytans normalriktning pekande ut från tanken

Vid en tidpunkt beskrivande jämvikt innan rörbrottet får en tillämpning av formeln (5.2) följande utseende:

$$\sum_{S_c} F_0 = F_{\sigma_0} + R_0 + (A_t + S_\sigma) P_0 \alpha - A_t P_0 = 0 \quad (5.3)$$

$$F_{\sigma_0} = \int_{S_\sigma} \sigma_0 dS$$

Reaktionskraften R_0 bildar tillsammans med snittkraften F_{σ_0} , representerande axialkraften i rörväggen, ett statiskt obestämt system.

Vid stationära förhållanden en tid efter rörbrottet antas att kritiskt flöde erhållits i tvärsnittet i anslutning till brottstället i röret. Motsvarande jämviktsekvation vid uppnått stationärt tillstånd en tid efter brottet kan då skrivas:

$$\sum_{S_c} F_c = F_{\sigma_c} + R_c + (A_t + S_\sigma)\alpha P_0 - A_t P_c - A_t \rho_c c_c^2 = 0 \quad (5.4)$$

$$F_{\sigma_c} = \int_{S_\sigma} \sigma_c dS = \int_{S_\sigma} -\alpha P_0 dS$$

Vi antar här att rörväggen över arean S_σ är spänningsfri sånär som på det omgivande trycket P_{amb} som verkar på ytan. Baserat på antagandet om isentropisk strömning kan aktuella värden på tryck, densitet och flödes hastighet beräknas vilka ges av (5.5) nedan, se referens /9/.

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_c = \rho_0 \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \\ c_c = c_0 \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}} \\ P_c = P_0 \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \end{array} \right. \quad (5.5)$$

Införs dessa värden i formeln (5.4) erhålls exakt den sk ”thrust force” som ges av ANSI-standard, (Eq. B-2) Appendix B2(a). I standarden förutsätts värdet på parametern γ vara 1.3, se (Eq. B-3) i samma standard. Uttrycket (5.4a) nedan är alltså ekvivalent med det som ges av ANSI-standard. Reaktionen R_c är den sk ”thrust force” som ges av standarden.

$$\sum_{S_c} F_c = F_{\sigma_c} + R_c + A_t P_0 \left(\alpha \left(1 + \frac{S_\sigma}{A_t} \right) - (\gamma+1) \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \right) = 0 \quad (5.4a)$$

Vid en analys av den typ som diskuteras här definieras den dynamiskt verkande kraften som den belastning som avviker från det stationära initialtillståndet. I syfte att skapa ett uttryck för denna kraft, här endast given för en tidpunkt när trycktransienten klingat ut, subtraheras den stationära kraften som ges innan brottet från den som är given efter brottet. På detta sätt kan de två delbidragen identifieras, den som ges av ändringen av den mekaniska kraften verkande i rörväggen och den som ges via ändringen av tryckfördelningen inne i tanken.

$$\sum_{s_c} F_d = \sum_{s_c} F_c - \sum_{s_c} F_0 = A_t P_0 \left(1 - (\gamma + 1) \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \right) + R_c - R_0 + F_{\sigma_c} - F_{\sigma_0} = 0$$

$$\Rightarrow \quad (5.6)$$

$$R_c = A_t P_0 \left((\gamma + 1) \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} - 1 \right) + F_{\sigma_0} - F_{\sigma_c} + R_0$$

Då formeln (5.6) beskriver skillnaden mellan två tillstånd skall bidraget givet av $F_{\sigma_0} + R_0 - F_{\sigma_c}$ tolkas som den verkan på det dynamiska tillskottet som skapas pga att den mekaniska spänningen i rörväggen försvinner. I ANSI-standarderna kan denna del av "thrust force" identifieras som den som ges av en linjär ramp med en stigtid på 1.0 [ms]. Se figuren B-1, Appendix B i standarderna.

Resterande del av reaktionskraften R_c dvs kraften $R_c - F_{\sigma_0} - R_0 + F_{\sigma_c}$ motsvarar den verkan som det stationära utflödet av ånga ger till den dynamiskt verkande belastningen. Rimligtvis bör denna kraft motsvara den komponent i riktningen $\{e_F\}$ som erhålls om det flödesrelaterade trycket P_f integreras till en kraft verkande på ångvolymens rand mot tankstrukturen. På detta sätt kan en kontroll göras av rimligheten i det trycktillstånd som beräknats pga det stationära utflödet.

5.1.1 Korrektion relaterad till linjär potentialberäkning

Det analysförfarande som diskuteras i denna rapport bygger på en linjär förenkling av den fullständiga ekvationen för icke-stationär potentialströmning. De förutsättningar som ges för tillståndsp parametrarna densitet, tryck och strömningshastighet av uttrycket (5.5) kan av naturliga skäl ej uppfyllas med en linjär ansats. Detta då en linjär modell förutsätter att densiteten och ljudhastigheten är oberoende av tillstånd. Detta gör att den belastning som ges av ekvationen (5.6) med automatik ej kan skapas vare sig lokalt eller globalt. Av detta skäl ges nedan en härledning av den globala belastning som verkar på tanken vid en linjär beräkning om utgångspunkten är ett korrekt utströmmande massflöde. Med hjälp av detta kan en till storlek korrekt global belastning införas och sannolikt en för ingenjörsändamål fullt tillfredställande belastningsfördelning lokalt i tanken.

Vi utgår från massflödet genom brottytan vid kritisk strömning \dot{m}_c och beskriver detta flöde med hjälp av materialparametrarna ρ_0 och c_0 som nyttjas i den linjära ansatsen.

$$\dot{m}_c = A_t \rho_c c_c = A_t \rho_0 c_0 \left(\frac{2}{1 + \gamma} \right)^{\frac{1 + \gamma}{2(\gamma - 1)}} \quad (5.7)$$

Tillämpar vi uttrycken (2.6) och (2.8) utgående från massflödet enligt (5.7) erhålls skenbara värden på densitet ρ_c^* , tryck P_c^* och flödes hastighet c_c^* konsistenta med den linjära ansatsen för det kritiska flödet.

$$\begin{cases} \rho_c^* = \rho_0 \\ c_c^* = c_0 \left(\frac{2}{1+\gamma} \right)^{\frac{1+\gamma}{2(\gamma-1)}} \\ P_c^* = P_0 - \rho_0 \frac{(c_c^*)^2}{2} \end{cases} \quad (5.8)$$

Införs dessa parametrar i uttrycket (5.2) erhålls ett med den linjära ansatsen konsistent värde på ”thrust force” enligt ANSI-standarderna:

$$\begin{aligned} \sum_{S_c} F_c^* &= F_{\sigma_c} + R_c^* + (A_t + S_\sigma) \alpha P_0 - A_t P_c^* - A_t \rho_c^* (c_c^*)^2 = \\ &= A_t P_0 \left(\alpha \left(1 + \frac{S_\sigma}{A_t} \right) - \frac{\gamma}{2} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} - 1 \right) + F_{\sigma_c} + R_c^* = 0 \end{aligned} \quad (5.9)$$

Det dynamiska tillskottet på belastningen, dvs avvikelserna från initialtillståndet, blir med den linjära ansatsen då:

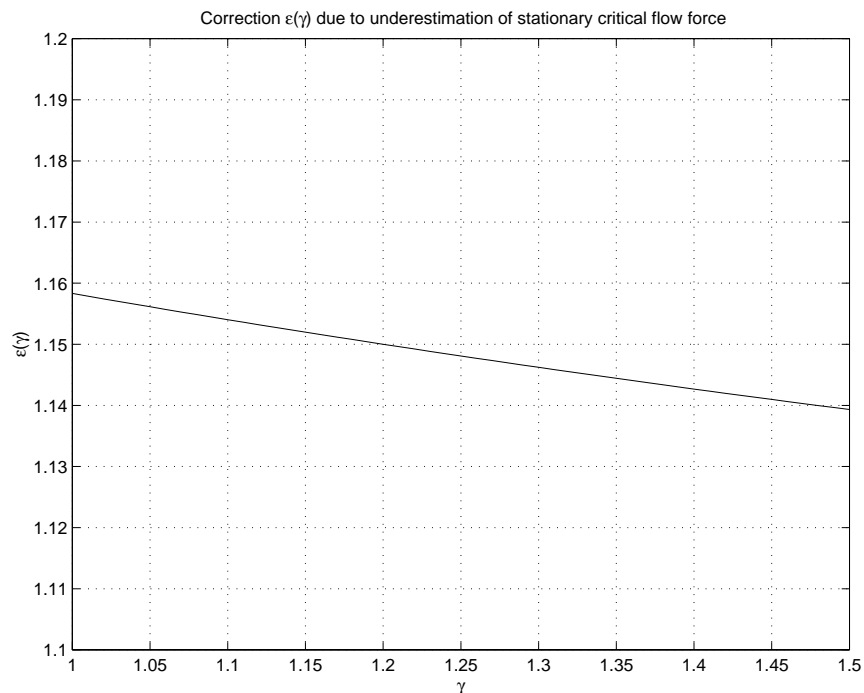
$$\begin{aligned} F_d^* &= \sum_{S_c} F_c^* - \sum_{S_c} F_0 = -A_t P_0 \frac{\gamma}{2} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} + F_{\sigma_c} - F_{\sigma_0} - R_0 + R_c^* = 0 \\ \Rightarrow \\ R_c^* &= A_t P_0 \frac{\gamma}{2} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} + F_{\sigma_0} - F_{\sigma_c} + R_0 \end{aligned} \quad (5.10)$$

Jämförs uttrycket (5.10) med det uttryck som ges av korrekta värden på tillståndet enligt (5.6) ser vi att det blir en viss skillnad vad gäller den del belastningen som kan hänföras till tryckfördelningen beroende av strömningsförhållanden inne i tanken. Relationen mellan de två uttrycken vad gäller den strömningsrelaterade delen ges av uttrycket (5.11) samt i figuren 5.2.

$$\varepsilon(\gamma) = \frac{R_c + F_{\sigma_c} - F_{\sigma_0} - R_0}{R_c^* + F_{\sigma_c} - F_{\sigma_0} - R_0} = \frac{(2+2\gamma)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - (1+\gamma)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}{\gamma 4^{\frac{1}{\gamma-1}}} \quad (5.11)$$

En tillämpning av den linjära ansatsen enligt ekvationerna (2.4) och (2.5) ger alltså en liten underskattning av den stationära strömningsrelaterade kraften. Det går dock att införa en korrektion som tar hänsyn till detta. På detta sätt kan en global belastning av reaktortanken erhållas vilken

är densamma den som ges av ANSI-standarden. Denna korrektion $\varepsilon(\gamma)$ är mycket måttlig, innebärande ökning av ca 15% relativt den last som ges av den linjära ansatsen.



Figur 5.2 Korrektionen $\varepsilon(\gamma)$

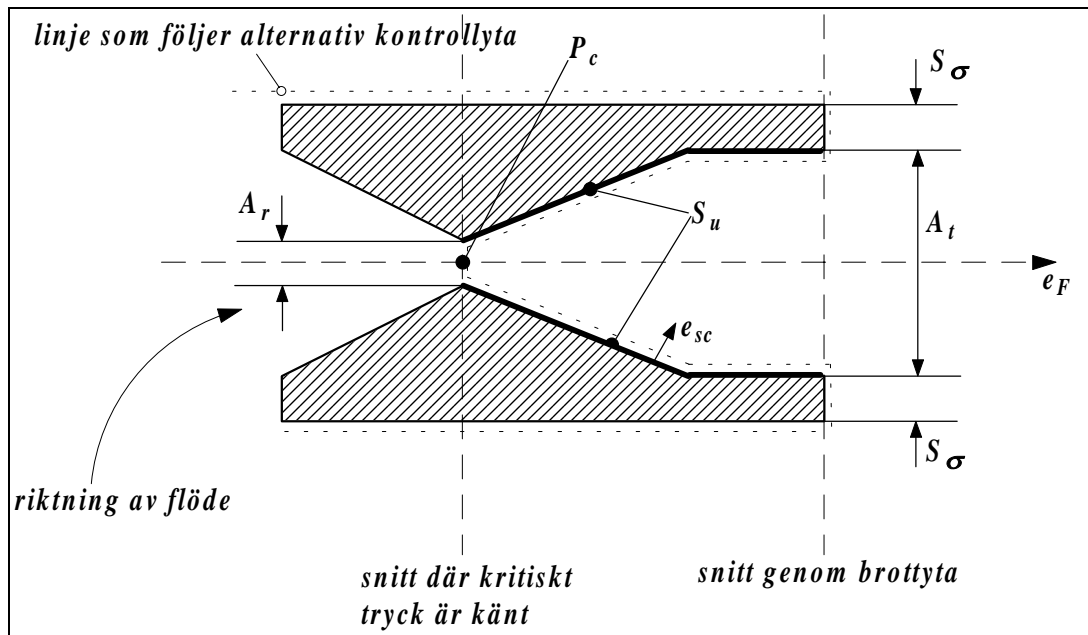
5.2 Belastning med flödesbegränsande dysa uppströms brottytan

I ett antal svenska BWR-reaktorer finns en flödesbegränsande dysa placerad i ångledningsstutsen uppströms det tvärsnitt där det postulerade rörbrottet definieras. Dysan inverkar på den dynamiska belastningens storlek både vad gäller expansionsvågen och den flödesrelaterade kraften. Det är avsevärt svårare att härleda ett slutet uttryck för belastningen i detta fall än för fallet utan dysa då flödet är svårt att definiera nedströms dysans minsta tvärsnitt.

Här har endast ett begränsat arbete gjorts i syfte att ta fram en belastning vilken till storlek och rumslig fördelning är ekvivalent med den belastning på tanken som ges i ANSI-standarden för en sådan konfiguration. Viktigt att notera är att det enda syftet här varit att skapa en belastning som ansluter till standarden, ej att härleda en belastning baserad på en fysikalisk grund. Belastningen i ANSI-standarden baseras på isentropisk strömning och finns beskriven figuren B-4, sid 40 i standarden. Belastningen ges i standarden endast som "Thrust Coefficient" C_T och på formen av en kurva relaterad till areaförhållandet A_t/A_r .

Nedan görs en härledning i syfte att identifiera den del av belastningen vilken kan relateras till trycket inne ångvolymen och den del vilken kan relateras till ett tryck verkande på dysan nedströms snittet med minsta arean A_r i dysan. Då det snitt där brott postuleras inträffa ej överens-

stämmer med det snitt där tillståndsparmetrar för flödet genom dysan kan beräknas skapas en alternativ kontrollyta över vilken jämvikt beräknas på samma sätt som ovan. Kontrollytan definieras i figuren 5.3 nedan.



Figur 5.3 Alternativ kontrollyta för definition av krafter vid flödesbegränsande dysa

Införandet av den alternativa kontrollytan innebär att arean A_t indelas i två delar, dels den area som motsvarar arean i det minsta tvärsnittet, A_r , och dels den yta S_u vars projektion i riktningen $\{e_F\}$ är den kvarvarande delen av tvärsnittet, dvs $A_t - A_r$. Inför vi detta i jämviktsekvationen (5.2) erhålls följande uttryck:

$$\sum_{S_c} F = \int_{S_c - S_\sigma - A_r} -\{e_F\}^T \{e_{sc}\} P_{amb} dS + \int_{S_\sigma} \sigma dS - \int_{A_r} P dS - \int_{A_t} \rho (\{e_F\}^T \{e_{\vec{U}}\} |\vec{U}|)^2 dS + \int_{S_u} -\{e_F\}^T \{e_{sc}\} P dS + R = 0 \quad (5.2a)$$

$$\int_{S_u} \{e_F\}^T \{e_{sc}\} dS = A_t - A_r$$

Vid kritiskt flöde får en tillämpning av jämviktsekvationen (5.2a) ett uttryck enligt (5.12). Vi inför trycket P_u vilket kan tänkas verka över ytan S_u som en obekant parameter.

$$\sum_{S_c} F_c = F_{\sigma_c} + R_c + (A_t + S_\sigma)\alpha P_0 - A_r P_c - A_r \rho_c c_c^2 - (A_t - A_r)P_u = 0$$

$$\Rightarrow$$

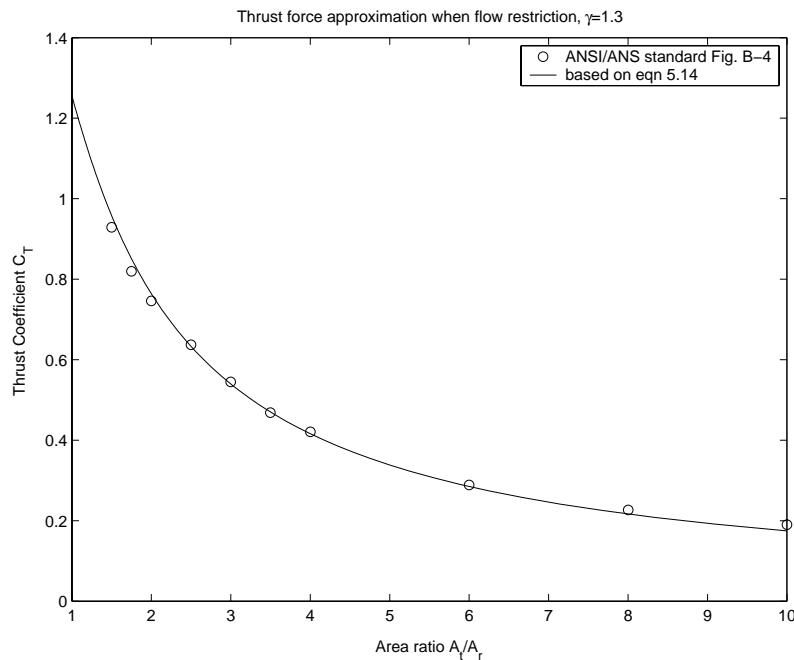
$$\sum_{S_c} F_c = F_{\sigma_c} + R_c + A_t P_0 \left(\alpha \left(1 + \frac{S_\sigma}{A_t} \right) - \frac{A_r}{A_t} (\gamma + 1) \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \right) - A_t P_u \left(1 - \frac{A_r}{A_t} \right) = 0$$
(5.12)

Ett sätt att hantera det obekanta trycket P_u är att införa en approximation med restriktionen att uttrycket (5.12) skall ansluta till det uttryck som ges för fallet utan flödesrestriktion, dvs (5.4a), när arean A_r går mot A_t och att trycket P_u i detta fall är ekvivalent med det kritiska trycket P_c . I syfte att med god approximation ansluta till den ”thrust coefficient” som ges av ANSI-standardens visar det sig att det enkla uttrycket (5.13) bör vara rimligt.

$$P_u \approx P_c \frac{A_r}{A_t} = P_0 \frac{A_r}{A_t} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$
(5.13)

Införs approximationen enligt (5.13) i (5.12) får vi ett uttryck för den sk ”thrust force” vilken kan jämföras med den kraft som ges i ANSI-standardens. Se figuren 5.4.

$$R_c \approx A_t P_0 \frac{A_r}{A_t} (\gamma + 1) \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} + A_t P_0 \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left(\frac{A_r}{A_t} - \frac{A_r^2}{A_t^2} \right) - F_{\sigma_c}$$
(5.14)



Figur 5.4 Jämförelse mellan Thrust Coefficient C_T enligt ANSI-standard och uttrycket 5.14

För att ta fram den belastning vilken skall appliceras på simuleringsmodellen tillämpas även uttrycket för jämvikt vid initialtillståndet enligt (5.12) men baserad på den alternativa kontrollytan.

$$\sum_{S_c} F_0 = F_\sigma + R_0 + (A_t + S_\sigma) P_0 \alpha - P_0 A_t \left(1 - \frac{A_r}{A_t}\right) - P_0 A_r = 0 \quad (5.3a)$$

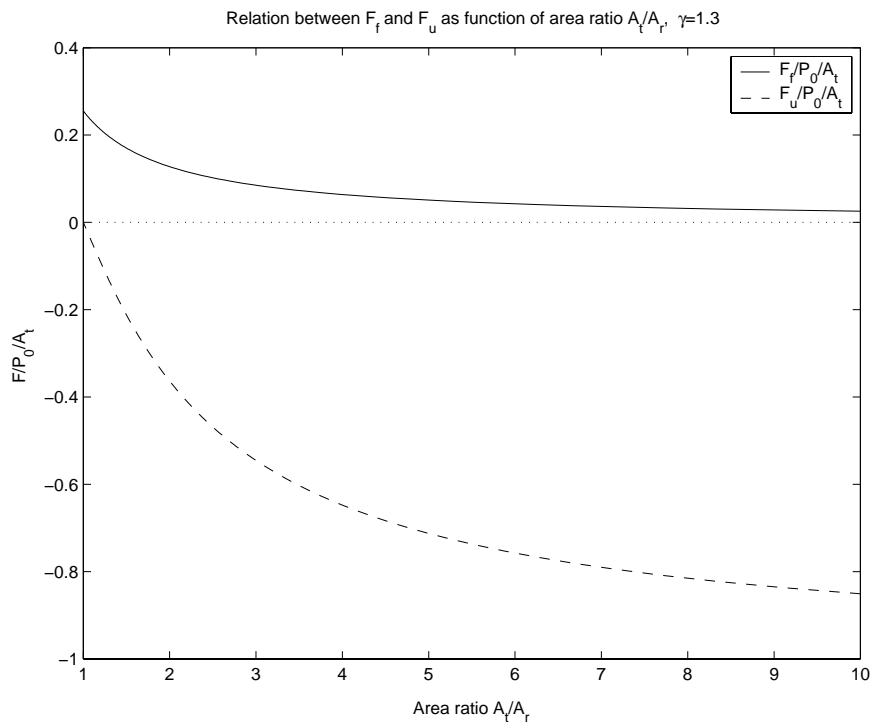
Skillnaden mellan det stationära tillståndet efter brottet och initialtillståndet beräknas så som tidigare för fallet utan flödesbegränsning.

$$\begin{aligned} \sum_{S_c} F_d &= \sum_{S_c} F_c - \sum_{S_c} F_0 \\ \Rightarrow \\ R_c &= A_t P_0 \frac{A_r}{A_t} \left((\gamma + 1) \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} - 1 \right) - \\ &\quad - P_0 A_t \left(1 - \frac{A_r}{A_t}\right) + A_t P_0 \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left(\frac{A_r}{A_t} - \frac{A_r^2}{A_t^2} \right) + F_{\sigma_0} - F_{\sigma_c} + R_0 \end{aligned} \quad (5.6a)$$

Den första termen i uttrycket (5.6a) är den totala belastning som kan beräknas genom att integrera tryckfördelningen inne i tanken uppströms det minsta tvärsnittet i dysan. Vi benämner denna term kraften F_f . Den två följande termerna motsvarar den kraft som har sin grund i skillnaden av tryckbelastning mellan sluttillståndet och initialtillståndet verkande på ytan S_u , dvs ytan nedströms dysans minsta tvärsnitt fram till brottytan. Vi kallar denna kraft F_u .

$$\begin{cases} F_f = A_t P_0 \frac{A_r}{A_t} \left((\gamma + 1) \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} - 1 \right) \\ F_u = -P_0 A_t \left(1 - \frac{A_r}{A_t}\right) + A_t P_0 \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left(\frac{A_r}{A_t} - \frac{A_r^2}{A_t^2} \right) \end{cases} \quad (5.16)$$

I figuren 5.5 nedan ges dessa två krafter som funktion av area förhållandet A_t/A_r . Jämför vi kraften F_f med motsvarande term i uttrycket för belastningen utan dysa, ekvationen (5.6) kan man konstatera att enda skillnaden är areaförhållandet. Uttrycket (5.6a) är således enbart en utvidgning av det som ges för fallet utan dysa vilket direkt ansluter till uttrycket (5.6) om minsta tvärsnittets area A_t är lika med rörtvärsnittet A_r .



Figur 5.5 Fördelningen av krafterna F_f och F_u

På samma sätt som i fallet utan dysa kan en med den linjära ansatsen konsistent belastning härledas.

$$F_f^* = \varepsilon(\gamma) A_t P_0 \frac{A_r}{A_t} \frac{\gamma}{2} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \quad (5.17)$$

5.3 Applicering av belastning enligt ANSI/ANS-58.2-1988

Vi utgår från att en beräkningsmodell skapats där både ångvolymen inne tanken och tankstrukturen med interna delar ingår. Vidare antar vi att modellen är avgränsad på ett sådant sätt ett snitt lagts i strukturen i brottytan i röret. Ångvolymen avgränsas genom att endast ångvolymen innanför detta snitt är representerad i modellen. I det fall att en flödesbegränsande dysa finns innanför brottstället avgränsas ångvolymen så att endast ångan innanför det minsta tvärsnittet i dysan ingår. Med denna typ av avgränsning kan belastningen vilken beskriver det tillstånd som avviker från det stationära drifttillståndet formuleras genom att betrakta de fem delbidragen till reaktionskraften R_c enligt uttrycket (5.6a). Vidare utgår vi från att beräkningen baseras på den kopplade ansats som ges i kapitlet 4 ovan. Inför vi korrektionen $\varepsilon(\gamma)$ och beskriver den flödesrelaterade kraften såsom ges av uttrycket (5.17) kan belastningen på det totala systemet sammanfattas med reaktionskraften R_c^* . Vi nyttjar uttrycket (5.18) nedan för att beskrivas hur belastningen skall appliceras modellen.

$$R_c^* = F_f^* + F_u + F_{\sigma_0} + R_0 - F_{\sigma_c} \quad (5.18)$$

Den del av belastningen som i stationärt tillstånd efter brottet bidrar till reaktionskraften beskriven som F_f^* ges av den tryckfördelning som baseras på hastighetspotentialen Φ_c^* och korrektionen $\varepsilon(\gamma)$ samt verkar på alla kopplingsytor mellan strukturmodellen och ångvolymen. Under tiden mellan brottet och den tidpunkt som konstant flöde erhålls verkar naturligtvis även den kraft som är ett resultat av den akustiska vågutbredningen. Såväl den akustiska vågutbredningen som belastningen F_f^* är associerade till tidsfunktionen $\varphi(t)$ vilken beskriver massflödet genom brottytan. Se kapitel 4 hur denna typ av belastning verkar på modellen. Det skall noteras att den del av tryckbelastningen vilken baseras på Φ_c^* skall ha ett tidsberoende motsvarande kvadraten på tidsfunktionen dvs $\varphi^2(t)$.

Den del av belastningen vilken i det stationära tillståndet ger bidraget F_u till reaktionskraften måste appliceras modellen som en yttre kraft då denna del av systemet som ej finns representerad på annat sätt. Då denna kraft är en del av den flödesrelaterade kraften skall denna ha samma tidsberoende som den kraft som baseras på Φ_c^* , dvs med tidsfunktionen $\varphi^2(t)$.

Den kraft vilken ger upphov till den del av reaktionskraften som representeras av $F_{\sigma_0} + R_0 - F_{\sigma_c}$ har sitt ursprung i ändringen av mekanisk spänning i rörväggen. Som tidigare nämnts bildar upplagskraften R_0 tillsammans med axialkraften i rörväggen, F_{σ_0} , ett statiskt obestämt system, detta under tiden fram till rörbrottet. Det tillstånd som bestämmer dessa två krafter består ej enbart av den belastning som orsakas av skillnaden mellan det inre trycket P_0 och det omgivande trycket P_{amb} . Vi inför här ett antagande att övrig påverkan på systemet än de som orsakas av skillnaden av yttre och inre tryck kan försummas. Kvar är dock att bestämma relationen mellan R_0 och F_{σ_0} enbart baserad på tryckskillnaden. Detta går ej med mindre än att göra en strukturmekanisk beräkning av systemet bestående av reaktortank tillsammans med omgivande intakta rör. Man kan dock härleda bakgrunden till belastningen som ges av ANSI-standarderna. Vi inför de värden på de krafterna F_{σ_0} och F_{σ_c} enligt (5.3) och (5.4) och bildar summan $F_{\sigma_0} + R_0 - F_{\sigma_c}$:

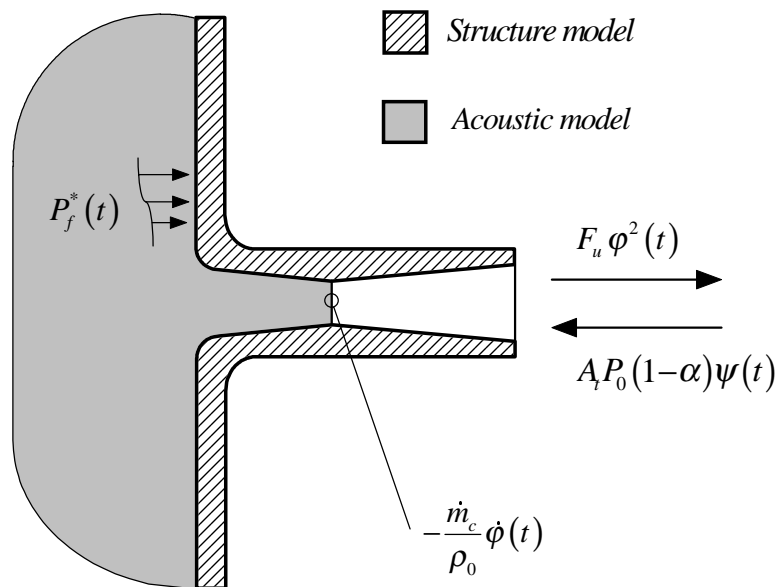
$$F_{\sigma_0} + R_0 - F_{\sigma_c} = -R_0 + A_t P_0 \left(1 - \alpha \left(1 + \frac{S_\sigma}{A_t} \right) \right) + R_0 + \alpha P_0 S_\sigma = A_t P_0 (1 - \alpha) \quad (5.19)$$

Betraktar man nu Fig. B-1 i ANSI-standarderna kan man konstatera att standarderna baseras på att reaktionskraften R_0 antas vara noll. Detta då den del av den sk "thrust force" vilken beskrivs som den stegladd med värdet $A_t P_0$ med stigtiden $\tau_\sigma = 1.0$ [ms] motsvarar transienten av förlusten av bärighet i röret för giljotinbrottet. I syfte att simulera ändringen av spänning i rörväggen skall således en yttre kraft införas på stutsen enligt (5.20), riktad in mot tanken:

$$F_{\sigma_0} - F_{\sigma_c}(t) = A_t P_0 (1 - \alpha) \psi(t) \quad ; \quad \psi(t) = \begin{cases} t/\tau_\sigma & 0 < t < \tau_\sigma \\ 1 & t \geq \tau_\sigma \end{cases} \quad (5.20)$$

Nedan ges en sammanställning av de exciterande belastningar vilka skall appliceras på den kopplade modellen av reaktortanken. I figuren 5.6 visas dessa schematiskt.

- $A_1 P_0 (1-\alpha) \psi(t)$ Kraft applicerad på brottytan i röret beskrivande ändringen av snittkraften i rörväggen. Mekanisk last verkande direkt på struktur. Se (5.19) och (5.20).
- $F_u \varphi^2(t)$ Kraft applicerad på brottytan i röret beskrivande ändringen av trycket verkande på rörväggens insida mellan dysans minsta tvärsnitt och brottytan. Mekanisk last verkande direkt på struktur. Se (5.16) och (6.2).
- $P_f^*(t)$ Flödesrelaterat tryck applicerat på kopplingsytan mellan ångvolymen och strukturen. Mekanisk last verkande direkt på struktur. Se (3.2) och (6.2).
- $-\dot{m}_c / \rho_0 \dot{\phi}(t)$ Exciterande akustisk källstyrka beskrivande ändringen av massflödet genom den minsta arean i dysan. Akustisk last applicerad i den akustiska modellens begränsningsyta. Se (2.8), (4.5) och (6.2).



Figur 5.6 Exciteringskällor applicerade på kopplad modell

6. FÖRENKLAD EXCITATIONSMODEL

Som tidigare diskuterats måste excitationen av potentialmodellen ges via ett randvillkor vilket motsvarar en tidsberoende flödes hastighet men baserad på det sanna massflödet genom brottytan. Tidsberoendet av denna med massflödet konsistenta flödes hastighet kan beskrivas med den dimensionslösa tidsfunktionen $\varphi(t)$, se ekvationen (2.8).

Ett sätt att ta fram en rimlig tidsfunktion $\varphi(t)$ kan vara nyttja ett program av typen RELAP5 där en förenklad modell av den inneslutna ångvolymen i reaktortanken kan ingå. På detta sätt kan inverkan från vågutbredningen i ångvolymen och dess påverkan på ångutflödet simuleras.

Det har dock visat sig att en ingenjörsmässigt tillräcklig ansats är att beräkna det tidsberoende massflödet av ånga i ett rör med en rörlängd som motsvarar avståndet mellan brottytan och ångspaltens ytterradie. Randvillkoret på tanksidan av röret är ett med tiden konstant tryck och det samma som det inre stagnationstrycket. De med tiden separerande rören simuleras genom en ventilöppning vars öppnings tidsberoende antas vara en kvadratisk funktion. Detta tidsberoende bygger på antagandet att utflödet av ånga genom brottytan styrs av en area-öppning vilken ges av den motstående rörändens förflyttning som i sig styrs av masströgheten av samma rörände.

En starkt förenklad ansats som sannolikt är fullt tillräcklig är att anta att tidsberoendet av massflödet genom brottytan styrs av masströgheten av en tänkt ångvolym vilken till storlek bestäms av volymen i röret mellan tank och brottyta samt en dämpmekanism som begränsar massflödet till kritiskt flöde. En sådan starkt förenklad modell ges av ekvationen (6.1) nedan. Med denna modell kan tidsfunktionen $\varphi(t)$ beräknas.

Öppningstiden τ måste dock bestämmas. Detta kan göras med hjälp av en strukturdynamisk modell representerande den motstående röränden. Om en sådan analys ej utförs skall enligt ANSI-standarden antas en öppningstid på 10 [ms].

$$\dot{\varphi}(t) + D_p \varphi(t) = \begin{cases} D_p t^2 / \tau^2 & ; \quad t < \tau \\ D_p & ; \quad t \geq \tau \end{cases} \quad (6.1)$$

där:

τ = öppningstid, dvs tiden från rörbrottet till separerad area lika med rörarean A_r

L_p = rörlängden innanför brottytan

$$D_p = \frac{P_0(1-\alpha)}{L_p \rho_0 c_0} \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad \text{dämpparameter simulerande stationärt kritiskt flöde}$$

Lösningen till ekvationen (6.1) kan ges explicit, se (6.2) nedan.

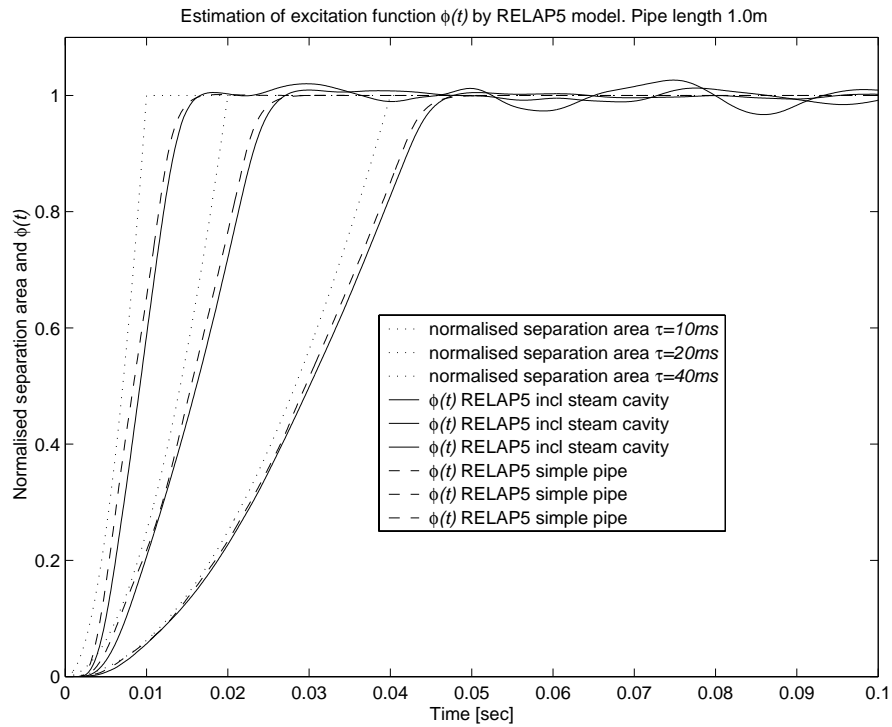
$$\varphi(t) = \frac{1}{D_p^2 \tau^2} \begin{cases} t^2 D_p^2 - 2D_p t + 2(1 - \exp(-D_p t)) & ; \quad t < \tau \\ \tau^2 D_p^2 + 2(1 - D_p \tau) \exp(-D_p (t - \tau)) - 2 \exp(-D_p t) & ; \quad t \geq \tau \end{cases} \quad (6.2)$$

I figuren 6.1 nedan redovisas en jämförelse av beräknad tidsfunktion $\varphi(t)$ utförd med två olika RELAP5 modeller. Den ena modellen består av den inneslutna ångvolymen inne tanken tillsammans med ett rör av längden 1.0 [m], beskrivande den kvarvarande röränden vid stutsen. Geometrin av modellen är den som tillämpats i de tidigare utförda testberäkningar som ges i referensen /3/. Den jämförande modellen består enbart den kvarvarande röränden invid tanken. Randvillkoret på begränsningsytan mot ångvolymen i tanken för denna förenklade modell är att stagnationstrycket antas vara konstant. Som synes erhålls en god överensstämmelse mellan modellerna, den förenklade modellen ger en snabbare flödesökning och därmed en något högre akustisk trycktransient.

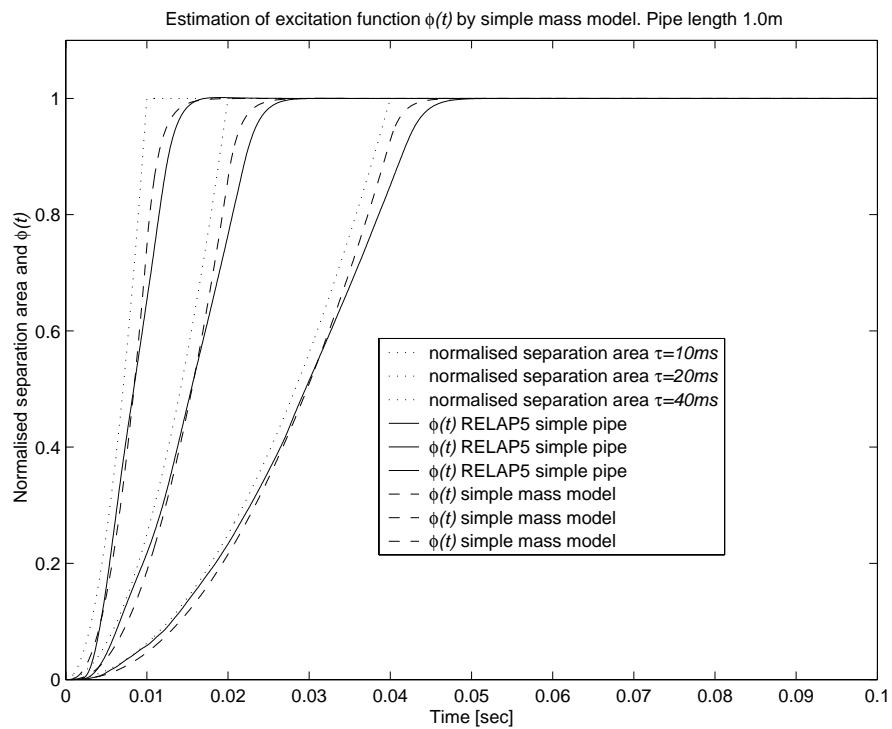
I figuren 6.2 redovisas motsvarande jämförelse, men mellan den starkt förenklade modellen enligt ekvationen (6.1) med den förenklade RELAP5-modellen vilken enbart består av röret.

Den akustiska tryckresponsen inne i ångspalten kan beskrivas via akustiska moder. Den modala tryckresponsen kan direkt estimeras genom att beräkna tidsresponsen för ett enfrihetsgradssystem i form av detta systems hastighetsrespons där tidsfunktionen $\varphi(t)$ utgör excitationen. Genom att beräkna responsspektrum på formen hastighetsspektrum kan alltså en bedömning göras av tillämpbarheten av förenklingen enligt ekvationen (6.1). I figuren 6.3 ges denna typ av spektrum för de tidssignaler som visas i figur 6.2. I figuren 6.4 ges relationen mellan dessa spektrum. Det frekvensområde som är av intresse för bedömning av den förenklade modellens tillämpbarhet är främst området mellan 1-100 [Hz].

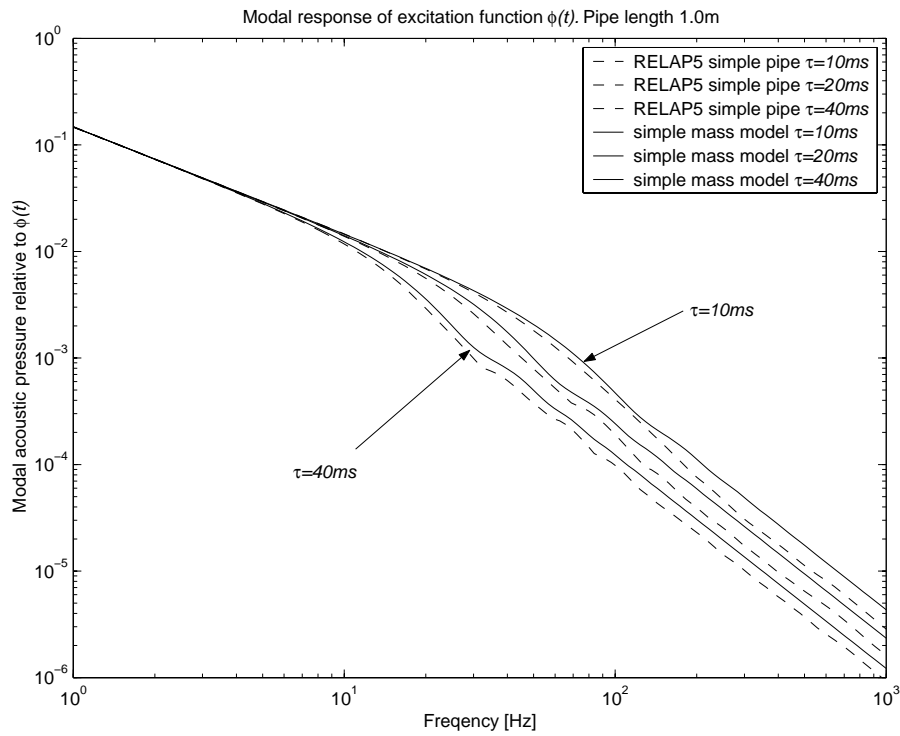
Konklusionen är att en beräkning vilken baseras på en tidsfunktion som ges av ekvationen (6.1) bör ge en konservativ belastning vilken relateras till den akustiska tryckresponsen i tanken. Graden av konservatism är dock ej överdriven utan sannolikt i god relation till den felskattning som eventuellt görs vid bestämning av öppningstiden τ .



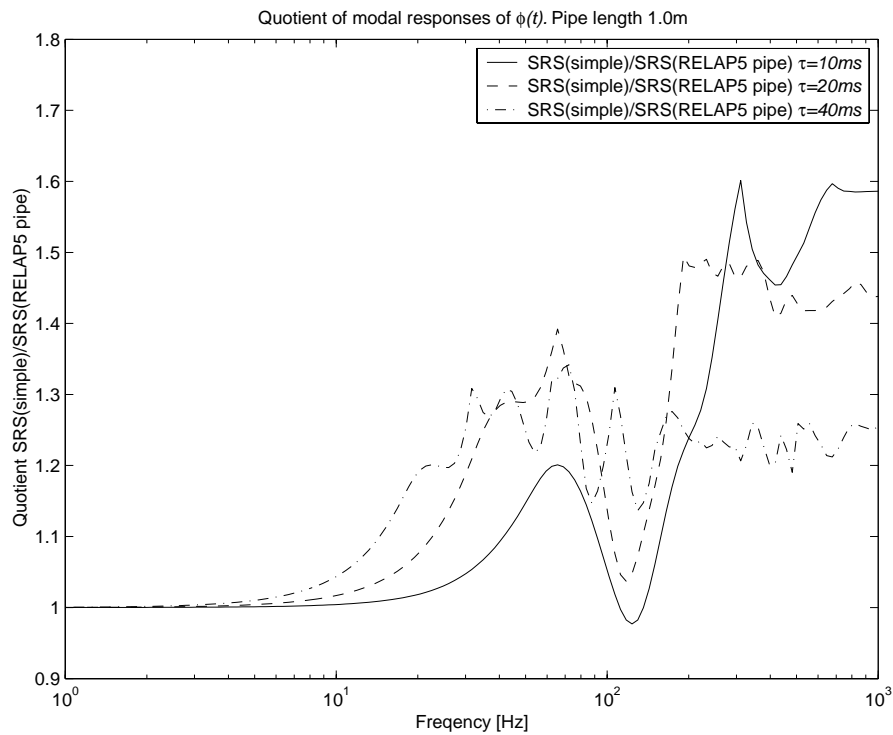
Figur 6.1 Estimering av $\phi(t)$ baserad på RELAP5-modeller.



Figur 6.2 Estimering av $\phi(t)$ baserad på förenklad RELAP5-modell och den förenklade modellen enligt ekvation (6.1).



Figur 6.3 Responsspektrum av $\phi(t)$ representerande maximal modal akustisk tryckrespons.

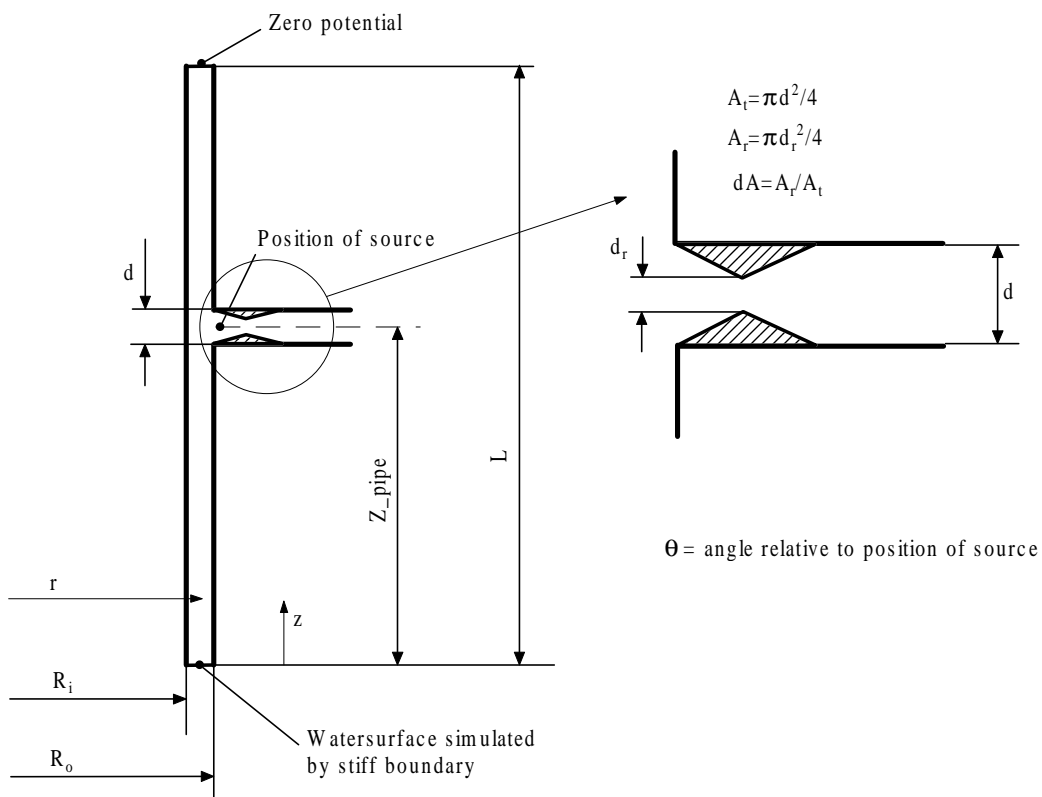


Figur 6.4 Jämförelse av modala maxresponser givna i figuren 6.3.

7. ANALYTISK POTENTIALMODELL

Ett många gånger effektivt sätt att kontrollera rimligheten i beräkningar utförda med komplicerade numeriska modeller är att nyttja analytiska lösningar på motsvarande problem. Analytiska lösningar kräver dock ofta att relativt kraftiga idealiseringar måste göras vad gäller systemets geometri. I fallet ångledningsbrott kan rimliga resultat fås då förenklingen av geometrin är måttlig. En rimligt idealisering av ångvolymen inne i tanken kan vara att enbart beakta volymen begränsad av den ringformiga spalten mellan tankskalet och fuktavskiljarmanteln. Den förhållandevis stora ångvolymen i domen ovanför spalten verkar dynamiskt som ett stort språng av den akustiska impedansen jämfört med volymen i spalten. Ett för ändamålet rimligt antagande bedöms i detta fall vara att simulera detta impedanssprång genom att införa ett tvång på hastighetspotentialen på den övre randen av spalten. Detta är för övrigt samma modellbetraktelse som nyttjades i testberäkningar som redovisas i referensen /3/. Styrande parametrar beskrivande modellen ges i figuren 7.1 nedan.

Utgående från samma ansats som diskuteras i kapitel 2 och ekvationerna (2.4) och (2.5) har en beräkningsrutin utvecklats för analys av trycktransienten i ångspalten men enbart baserad på en analytisk lösning. Beräkningsmetoden bygger på sk modsuperposition. Beräkningsrutinen är utvecklad i MATLAB som en sk m-fil. Rutinen kan erhållas som källkod genom kontakt med författaren.



Figur 7.1 Geometri av idealiserad analytisk potentialmodell av ångspalt

7.1 Analytisk modal modell av ångspalten

Analytiska moder kan beräknas för geometrin enligt figuren 7.1 och mycket enkelt om man nyttjar en förenklad ansats som kan vara lämplig om spalten är smal relativt medelradien av spalten. Vid radieförhållandet $R_i/R_o > 0.8$ är formeln (7.1) tillämpbar, se förövrigt referens /10/.

$$\omega_n(k_z, k_\theta, k_r) = 2\pi c_0 \sqrt{k_z^2 + k_\theta^2 + k_r^2} \quad (7.1)$$

$$\begin{cases} k_z = \frac{N_z}{4L} & ; \quad N_z = \{1 \quad 3 \quad 5 \quad \dots\} \\ k_\theta = \frac{N_\theta}{\pi(R_i + R_o)} & ; \quad N_\theta = \{0 \quad 1 \quad 2 \quad \dots\} \\ k_r = \frac{N_r}{2(R_o - R_i)} & ; \quad N_r = \{0 \quad 1 \quad 2 \quad \dots\} \end{cases}$$

där:

$$\omega_n(k_z, k_\theta, k_r) = \text{akustisk egenfrekvens, [rad/s]}$$

Modvektorn $\hat{\Phi}_n(z, \theta, r)$ och dess modala frihetsgrad $q_n(t)$ är associerade till varje enskild egenfrekvens ω_n . Den totala hastighetspotentialen kan beräknas genom att summera alla modvektors bidrag enligt (7.2). Kopplad till samma approximation vad gäller radieförhållandet kan modvektorn beskrivas enligt (7.3) nedan.

$$\Phi(z, \theta, r, t) = \sum_n \hat{\Phi}_n(z, \theta, r) q_n(t) \quad (7.2)$$

$$\begin{cases} \hat{\Phi}_n(z, \theta, r) = \delta(N_z, N_\theta, N_r) \cos(2\pi z k_z) \cos(2\pi(r - R_i)k_r) \cos(\pi(R_i + R_o)\theta k_\theta) \\ \delta(N_z, N_\theta, N_r) = c_0 / \sqrt{\delta_{N_z} \delta_{N_\theta} \delta_{N_r} \pi(R_o^2 - R_i^2)L} \end{cases} \quad (7.3)$$

$$\delta_{N_i} = \begin{cases} 1 & N_i = 0 \\ 1/2 & N_i > 0 \end{cases}$$

Den modala lasten \hat{f}_n associerad till varje enskild modvektor beräknas genom att integrera modvektorn över den yta där randvillkoret beskrivande flödes hastigheten i stutsen verkar enligt (7.4).

$$\hat{f}_n(t) = \Gamma_n c_0 \left(\frac{2}{1+\gamma} \right)^{\frac{1+\gamma}{2(\gamma-1)}} \varphi(t) \quad (7.4)$$

$$\begin{cases} \Gamma_n = \int_{S_{A_t}} \hat{\Phi}_n dS \\ \int_{S_{A_t}} dS = A_t \end{cases}$$

Den modala styvhetsmatrisen $[\hat{K}]$ är en diagonalmatris bildad av modernas egenfrekvenser.

Den modala massmatrisen är pga den normering som gjorts av modvektorena endast en enhetsmatris.

$$[\hat{K}] = \begin{bmatrix} \ddots & & 0 \\ & \omega_n^2 & \\ 0 & & \ddots \end{bmatrix} \quad [\hat{M}] = [I] \quad (7.5)$$

Antar vi approximationen att ångvolymen i de ångledningarna vilka är intakta verkar på ångvolymen i spalten såsom oändligt långa rör, kan ett enkelt randvillkor skapas på spaltens ytteryta beskrivande akustisk vågutbredning av ångan längs rören, se avsnittet 2.2.2. Detta resulterar i en modal dämpmatris $[\hat{D}]$ vilken kopplar mellan de akustiska moderna.

$$[\hat{D}] = \begin{bmatrix} \hat{D}_{11} & \dots & \hat{D}_{1n} & \dots \\ \vdots & \ddots & & \\ \hat{D}_{n1} & & \hat{D}_{nn} & \\ \vdots & & & \ddots \end{bmatrix} \quad \hat{D}_{nm} = \frac{1}{c_0} \int_{S_{nozzle}} \hat{\Phi}_n \hat{\Phi}_m dS \quad (7.6)$$

En ordinär differentialekvation kan nu bildas vilken beskriver varje modvektors respons. Responsen i form av akustiskt tryck P_a och flödesrelaterat P_f tryck kan sedan beräknas genom att tillämpa uttrycket (2.6) på den enligt (7.2) summerade hastighetspotentialen.

$$\{\ddot{q}\} + [\hat{D}]\{\dot{q}\} + [\hat{K}]\{q\} = \{\Gamma\} c_0 \left(\frac{2}{1+\gamma} \right)^{\frac{1+\gamma}{2(\gamma-1)}} \varphi(t) \quad (7.7)$$

I den MATLAB-rutin som utvecklats och diskuterats ovan har i tillägg den förenklade excitationmodellen enligt kapitel 6 införts som en kopplad struktur så att massflödet ut genom stutsen påverkas av den akustiska responsen i ångspalten.

7.2 Beräkning av generaliserade krafter

I tillägg till tryckresponserna kan parametrar av typen generaliserade krafter vara av intresse i syfte att få en bild av hur strukturen belastas inne i tanken. De normerade generaliserade krafterna

$\hat{F}_{N_\theta}(t)$ beräknas enligt formeln nedan.

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{F}_{N_\theta}(t) = \frac{\gamma_{N_\theta}}{P_0 2\pi R_i L} \int_S P_d(z, \theta, r = R_i, t) \cos(N_\theta \theta) dS \\ \gamma_{N_\theta} = \begin{cases} 1 & N_\theta = 0 \\ -1 & N_\theta > 0 \end{cases} \\ \int_S dS = 2\pi R_i L \end{array} \right. \quad (7.8)$$

Betraktar man formeln (7.8) kan man konstatera att \hat{F}_0 motsvarar medelvärdet av den dynamiska tryckstörningen relativt stagnationstrycket på innerytan av spalten. Kraften \hat{F}_1 motsvarar tvärkraften verkande horisontellt på fuktavskiljarmanteln, normerad med mantelns yta. Kraften för vågtal $N_\theta > 1$ motsvarar den del av den dynamiska belastningen vilken får verkan att ändra formen på manteln.

7.3 Verifierande testberäkningar

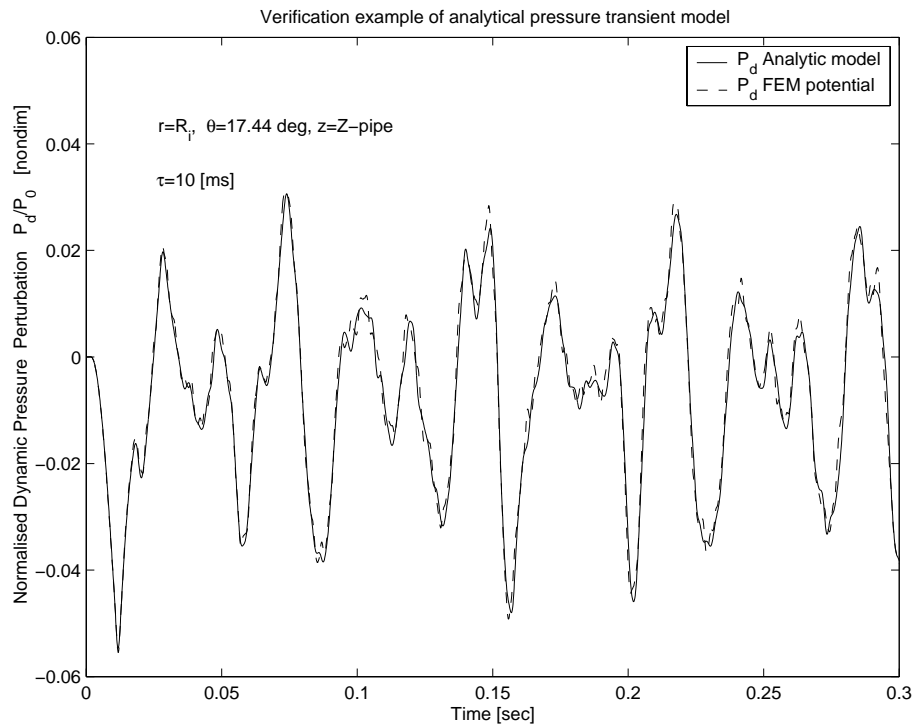
I referensen /3/ redovisas en jämförelse mellan CFD-beräkningar och FEM-beräkningar baserade på den linjära ansatsen som beskrivs i kapitel 2. Dessa jämförande beräkningar utfördes på en idealiserad geometri lika som den som ges i figuren 7.1 ovan. Jämförelsen visar god överensstämmelse mellan CFD-analysen och den linjära FEM-beräkningen. I syfte att verifiera den analytiska modellen redovisas i figurerna 7.2 och 7.3 resultat från en jämförelse mellan en FEM-beräkning och en beräkning utförd med den analytiska modellen enligt avsnittet 7.1 ovan. Excitationen motsvarar en separationstid på 10 [ms] och är beräknad enligt kapitel 6.

I den beräkning som redovisas i figurerna 7.2 och 7.3 har ingen dämpning införts relaterad till vågutbredning i intakta rörs ångvolym. Detta då det primära syftet med de ursprungliga testen mot CFD-analysen ej var att studera detta randvillkor.

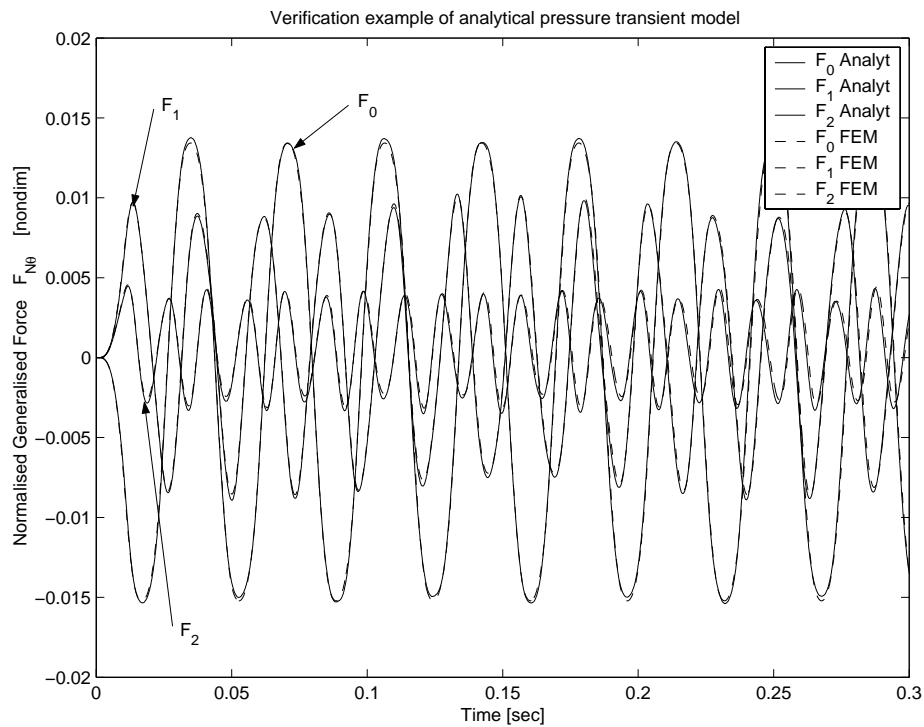
Tryckresponserna i figur 7.2 är för en punkt relativt nära excitationsskällan, vilket är den primära orsaken till att kurvorna ej är helt identiska. Skillnaden har främst sin grund i ett avvik mellan beräkningarna för det flödesrelaterade trycket. Då detta baseras på gradienten av hastighetspotentialen är konvergensen svag relativt antalet nyttjade analytiska moder vilket främst visar sig i området nära den koncentrerade källan. I figuren 7.3 ges en jämförelse av generaliserade krafter. Som framgår av figuren är överensstämmelsen god.

7.4 Dämpningens inverkan

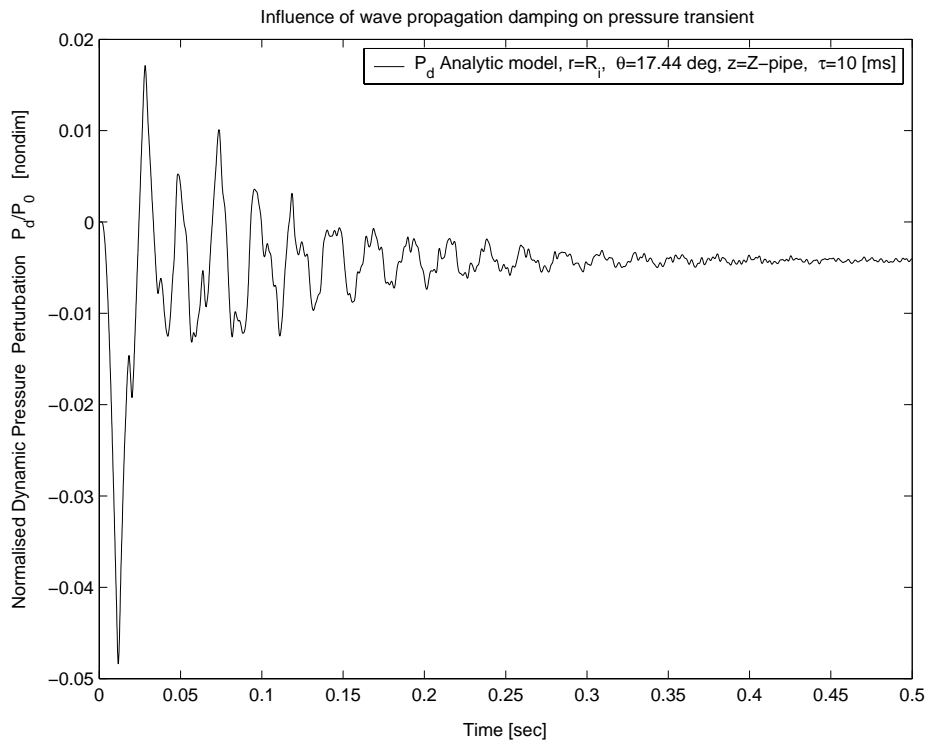
I figurerna 7.4 och 7.5 redovisas beräkningar med den analytiska modellen där dämpmodellen enligt (7.6) införts. För de tre övriga rörmyningarna har vågutbredning antagits. Som framgår av kurvorna inverkar vågutbredningen starkt dämpande på den akustiska tryckresponserna.



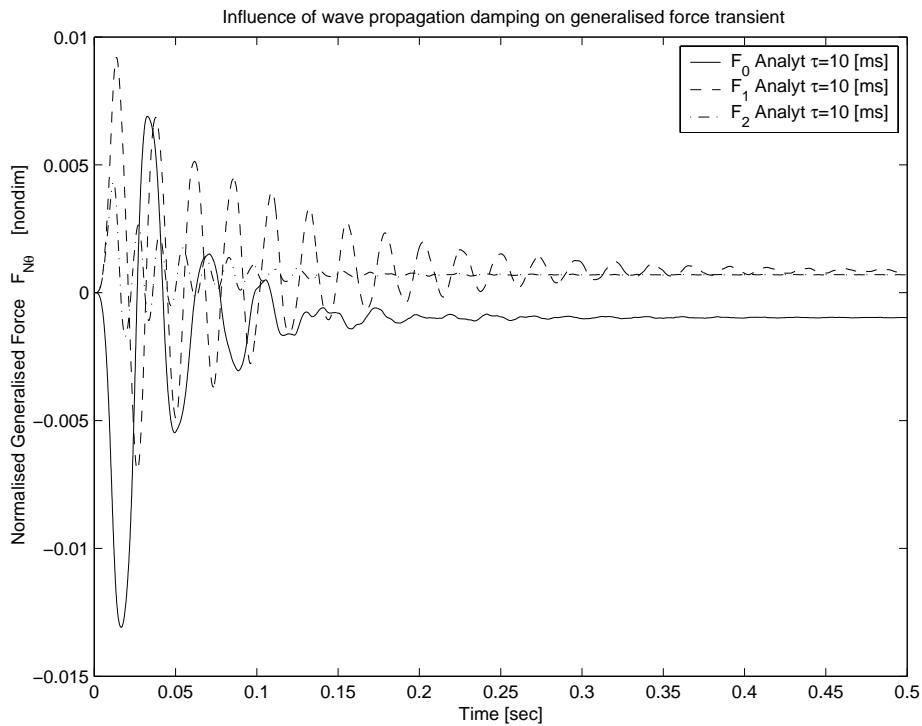
Figur 7.2 Verifierande test av analytisk potentialmodell av ångspalt, dynamisk tryckstörning



Figur 7.3 Verifierande test av analytisk potentialmodell av ångspalt, generaliserad kraft



Figur 7.4 Dämpningens inverkan på dynamisk tryckstörning



Figur 7.5 Dämpningens inverkan på generaliserad kraft

8. SLUTSATSER

En jämförelse har utförts mellan CFD-beräkningar och FEM-beräkningar baserade den här presenterade potentialformuleringen. Vid båda dessa beräkningar antogs att ångans beteende kan idealiseras till isentropisk strömning av en ideal gas. Jämförelsen påvisar god överensstämmelse mellan beräkningarna. Testberäkningarna är redovisade i referens /3/.

En metod att beräkna strukturresponsen vid ångledningsbrott där hänsyn tas till struktur/fluid-interaktion och där ångvolymen ingår som en integrerad del av strukturmodellen föreslås. Slut-satsen är att metoden innebär en mycket marginell utvidgning av den strukturmodell som under alla omständigheter måste skapas vid hållfasthetsanalysen.

En härledning av hur den föreslagna metoden ansluter en tillämpning av standarden ANSI/ANS-58.2-1988 har utförts. Enkla slutna uttryck har tagits fram i syfte att definiera den belastning som skall appliceras på systemmodellen. Uttryck finns härledda vilka kan användas som kontroll att tryckbelastningen i tanken är korrekt applicerad.

En kraftigt förenklad modell har tagits fram i syfte att beräkna den exciterande tidssignalen vilken kan nyttjas för att beskriva det transienta massflödet av ångan som ett randvillkor på fluidmodellen. Jämförelser med beräkningar utförda med mer fullständiga ansatser visar att den förenklade ansatsen ger en mycket måttlig konservativ överskattning av den akustiska responsen. Detta måttliga fel är sannolikt mindre än det fel som kan antas vara ett resultat av det antagande som måste göras beträffande separationstid för motstående rörändar vid rörbrottet. Figuren 6.3 exemplifierar detta resonemang där den modala akustiska responsen ges för tre alternativa öppningstider.

Slutligen har en analytisk modell beskrivande trycktransienten i ångspalten tagits fram. Med mycket begränsad mängd indata kan en beräkning göras av tryckresponsen i ångspalten. Dessutom kan generaliserade krafter verkande på fuktavskiljarmanteln beräknas med modellen.

9. FÖRSLAG TILL FORTSATTA INSATSER

En naturlig fortsättning på detta arbete är att på ett strukturerat sätt studera den mekaniska belastningen i reaktortanken. Därför föreslås att en modell byggs upp av en reaktortank där stor hänsyn tas till att varje delstruktur är adekvat modellerad med hänsyn till dess förväntade dynamiska beteende kopplad till denna typ av belastning. Möjlighet skall även finnas att direkt i modellen studera representativa parametrar för kritiska delars integritet.

REFERENSER

- /1/ SAQ/FoU-Rapport 2000/01
Studier av strömningsinducerade dynamiska laster på interndelar vid inre rörbrott i BWR. Del 1,
Jerzy Marcinkiewicz
- /2/ SAQ/FoU-Rapport 2000/02,
Studier av strömningsinducerade dynamiska laster på interndelar vid inre rörbrott i BWR. Del 2 – förstudie av nyttjandet av akustiska modeller.
Olof Björndahl
- /3/ Det Norske Veritas RSE FoU Rapport Nr. 2001/01, rev 0
Jämförelse mellan CFD och akustisk metod vid beräkning av strömningsinducerade laster i reaktortank vid simulering av ångledningsbrott i BWR
Jerzy Marcinkiewicz, Olof Björndahl
- /4/ Antoniadis I & Kanarchos A
Decoupling Procedures for Fluid-Structure Interaction Problems
Com Meth in Appl Mech and Eng, vol 70, 1988
- /5/ ANSI/ANS-58.2-1988
American National Standard. Design Basis for Protection of Light Water Nuclear Power Plants Against the Effect of Postulated Pipe Rupture
- /6/ Gupta A K
Response Spectrum Method In Seismic Analysis and Design of Structures
CRC Press, Inc., 1993
- /7/ Hughes T J R.
The Finite Element Method. Linear Static and Dynamic Finite Element Analysis.
Prentice-Hall, Inc. 1987
- /8/ Petyt M
Introduction to finite element vibration analysis
Cambridge University Press, 1990
- /9/ Anderson J D, Jr
Modern Compressible Flow, With Historical Perspective
McGraw-Hill, 2nd Edition, 1990
- /10/ Blevins R D
Formulas for Natural Frequency and Mode Shape. Table 13-2(13)
Krieger Publishing Company, 1995