

Simulering av tvåfasflöde och neutronbrus i en kokvattenreaktor

*Kandidatarbete inom civilingenjörsprogrammen Kemiteknik,
Kemiteknik med fysik samt Teknisk fysik*

Carl ASPLUND
Magnus GYLLENHAMMAR
Robert KLAAR
Carl LILJENZIN
Patrick NILSON
Henrik WALLENIOUS

Institutionen för Teknisk fysik
Avdelningen för Nukleär teknik
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA
Göteborg, Sverige 2014
Kandidatarbete TIFX-02-14-40

Simulering av tvåfasflöde och neutronbrus i en kokvattenreaktor

Carl Asplund, Magnus Gyllenhammar, Robert Klaar, Carl Liljenzin, Patrick Nilson och Henrik Wallenius

© Carl Asplund, Magnus Gyllenhammar, Robert Klaar, Carl Liljenzin, Patrick Nilson och Henrik Wallenius, 2014.

CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA

Institutionen för Teknisk fysik, avdelningen för Nukleär teknik

SE-412 96 Göteborg

Sverige

Telephone + 46 (0)31-772 1000

FRAMSIDA:

Figuren visar en abstraktion av hur simuleringen av bubblorna genomförs. Efter nya bubblor har lagts till beräknas ånghalten i varje tidssteg. Denna används sedan för att bestämma hastighetsprofilen och förflytta bubblorna. Utifrån ånghalten beräknas neutronbruset för de simulerade neutrontektorerna.

Institutionen för Teknisk fysik

Göteborg, Sverige 2014

Simulering av tvåfasflöde och neutronbrus i en kokvattenreaktor

Projektkod: TIFX-02-14-40

Författare:

Carl ASPLUND
ascarl@student.chalmers.se

Magnus GYLLENHAMMAR
maggyl@student.chalmers.se

Robert KLAAR
klaarr@student.chalmers.se

Carl LILJENZIN
lcarl@student.chalmers.se

Patrick NILSON
nilsonp@student.chalmers.se

Henrik WALLENIUS
henwall@student.chalmers.se

Examinator:

Jan SWENSON

Handledare:

Victor DYKIN

Förord

Vi vill först och främst tacka vår handledare, Victor Dykin, vars rådgivning och stöd gjort detta arbete möjligt. Vidare vill vi även tacka Henrik Nylén vid Ringhals för hans konsultation kring språkbruk och teori.

Vi vill dessutom tacka Josephine Cuellar Andersson och Christopher Linderälv för deras stöd och återkoppling med rapporten.

Simulering av tvåfasflöde och neutronbrus i en kokvattenreaktor
Carl Asplund, Magnus Gyllenhammar, Robert Klaar, Carl Liljenzin, Patrick Nilson
och Henrik Wallenius
Institutionen för Teknisk fysik, avdelningen för Nukleär teknik
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA

Sammanfattning

I detta kandidatarbete vidareutvecklas en redan befintlig modell för simulering av tvåfasflöde i en kokvattenreaktor. Simuleringen av systemet sker genom produktion av bubblor som sedan tillåts färdas genom reaktorkanalen. Utöver implementation av ytterligare fysikaliska aspekter i genereringen av bubblorna utvärderas modellen utifrån exempelvis längd på dess transienta förlopp, karaktär på hastighetsprofilanpassning samt giltigt parameterområde. Det kan konstateras att modellen är ett bra nästa steg för att inkludera mer fysik och således bättre efterlikna verkligheten. Beräkningstiden som implementationen medför är dock ett stort problem och något som begränsat möjligheten till analys av större parameterintervall.

Korrelation mellan fluktuationer i ånghalten och neutronbruset gör det möjligt att ta fram neutronbruset för systemet. Detta används sedan för att ta fram transitiderna; tiderna det tar för en fluktuation att färdas mellan två neutrontektorer. Dessa används som indata till ett artificiellt neuralt nätverk för att rekonstruera systemets hastighetsprofil, och i förlängingen även återskapa dess ånghaltsprofil. Det kan konstateras att detta tillvägagångssätt ger förhoppningar om att en mer generell och exakt modell går att uppnå, men att resultaten av de aspekter som undersökts i denna studie inte nått fram dit.

Simulation of two phase flow and neutron noise in a boiling water reactor
Carl Asplund, Magnus Gyllenhammar, Robert Klaar, Carl Liljenzin, Patrick Nilson
and Henrik Wallenius
Institution of Applied Physics, Department of Nuclear Engineering
CHALMERS UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

Abstract

The purpose of this Bachelor's Thesis is to further develop a previous model for simulating two-phase flow in a boiling water reactor. Simulation of the reactor system is executed by generating bubbles which are then permitted to flow through a simulated reactor. The previous model is further developed and evaluated with respect to an increased amount of physical properties, the length of the transient lapse, characteristics of the void profile modulation as well as the validity of the parameter range. The model is considered to be an improvement and a substantial development in the attempt to create a more realistic model. The computational time that the implementation results in is, however, considered to be problematic and a limitation concerning the possibility of investigating a wider range of the inherent parameters.

A correlation between fluctuations in the void fraction and neutron noise allows for calculating the neutron noise over the entire system. This in turn is used to calculate the transit times; the time it takes for a fluctuation to travel between two neutron detectors. The transit times may then be used as input for an artificial neural network to reconstruct the velocity profile and, further, the void fraction profile. This method suggests that a more general and exact model is achievable, however the results of the aspects considered in this thesis have not yet attained this.

The report is written in Swedish.

Begreppslista

I studien förekommer viss terminologi nödvändig för läsarens förståelse som presenteras nedan.

Begrepp	Definition
Artificiella neurala nätverk (ANN)	En beräkningsmodell som efterliknar ett biologiskt nätverk och används för att beskriva icke-linjära överföringar. Består av ett antal lager med neuroner. Konstrueras med toolboxen <code>Neural network toolbox</code> i MATLAB.
CASMO-4	Mjukvara för 2D-transport framtagen av Studsvik.
Fission	Kärnklyvning, uppstår bland annat vid kollision mellan en neutron och en atomkärna. Atomkärnan splittras upp i fissionsfragment och mindre partiklar, till exempel neutroner.
Kokvattenreaktor	BWR, av engelskans <i>Boiling Water Reactor</i> . Kärnreaktor där både moderator och kylmedium består av lätt vatten.
Korskovarians	En metod för att utvärdera korrelationen mellan två neutron signaler. Utförs med funktionen <code>xcov</code> i MATLAB.
Kritiskt tillstånd	Tillstånd i reaktorn då den sägs vara självuppehållande. Dynamisk jämvikt mellan antalet neutroner som produceras i fissionsreaktionen och antalet neutroner som lämnar systemet.
Lätt vatten	Vatten, H_2O , där väteatomernas kärnor består av endast en proton.
Lättvattenreaktor	LWR, av engelskans <i>Light Water Reactor</i> . Kärnreaktor som använder lätt vatten som moderator. Inkluderar kokvattenreaktorer och tryckvattenreaktorer.
Neutron	Laddningsneutral partikel som återfinns i atomkärnan.
Neutronbrus	Fluktuationer i neutronflöde kring ett stationärt medelvärde.
ORNL	Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN, USA
Polynomapproximation	Approximation av hastighetsprofilen. Utförs med hjälp av funktionen <code>polyfit</code> i MATLAB.
Reaktivitet	Ett mått på kärnreaktorers avvikelser från kritiskt tillstånd.

Begrepp	Definition
Snabba neutroner	Neutroner med hög kinetisk energi som uppstår som biprodukt vid fission. Inte att förväxla med termiska neutroner.
Termiska neutroner	Neutroner med låg kinetisk energi. Uppstår bland annat då snabba neutroner från fissionsprocessen modereras.
Transientförlopp	Övergående förlopp innan stationärt tillstånd uppnås.
Transittid	Tiden det tar för en fluktuation i ånghalten att färdas mellan två neutrontektorer.
Tryckvattenreaktor	PWR, av engelskans <i>Pressurized Water Reactor</i> . Kärnreaktor som använder lätt vatten som moderator och kylmedium. Utnyttjar höga tryck för att bibehålla inflödet i enfas.
Träningsset	En uppsättning indata med bestämd utdata som används för att träna det artificiella neurala nätverket.
Tvåfasflöde	Flöde som består av två faser där jämvikt råder mellan vätske- och gasfasen. Uppstår då fluiden befinner sig vid sin kokpunkt.
Tungt vatten	Även känt som deuterium oxid, D_2O eller 2H_2O . Vattnen som består av väteisotopen deuterium, D eller 2H .

Variabler

I studien förekommer vissa variabler nödvändiga för läsarens förståelse. Dessa presenteras nedan med tillhörande definition.

Variabel	Definition
α	Ånghalt
bubblor/s	Antal bubblor som genereras per sekund
dt	Tidssteget för simuleringsmodellen
fixTime	Tid för fixering av hastighetsprofilen
h	Höjden på den modellerade reaktorkanalen (400 cm)
$\lambda(z)$	Lokal dämpningskonstant för neutronbruset
r_{max}	Maximal bubbelradie (0,45 cm)
r_{min}	Minsta bubbelradie (0,05 cm)
simTime	Total simulerad tid
τ_{exp}	Transporttid, beräknad från korskorrelation
τ_{real}	Transporttid, från integration av hastighetsprofil
t_{tran}	Tid för transient förlopp
t_{trans}	Transporttid mellan två detektorer
v_0	Vattnets inflödeshastighet i kanalen
w	Bredden på den modellerade reaktorkanalen (20 cm)
x	Position längs reaktorns bredd
z	Position i höjddled längs kanalen

Innehåll

1	Inledning	1
1.1	Bakgrund	1
1.1.1	Kokvattenreaktorer	1
1.1.2	Moderation och reaktivitet i härden	2
1.1.3	Neutrondetektion	3
1.2	Neutronbrus	4
1.3	Tidigare modell	4
1.4	Syfte	5
2	Teori	5
2.1	Neutronflöde och ånghalt	5
2.2	Ånghalt från hastighetsprofil	6
2.3	Transittid	6
2.3.1	Transittid via hastighetsprofil	7
2.3.2	Transittid via neutronbrussignaler	7
2.4	Artificiella neurala nätverk	7
3	Metod	9
3.1	Systemets avgränsningar	9
3.2	Modellutformning	10
3.2.1	Diskreta värden och val av tidssteg	10
3.2.2	Generering och hantering av bubblor	10
3.2.3	Beräkning av ånghalt	12
3.2.4	Neutronbrusmodellering	13
3.2.5	Approximation av hastighetsprofilen	13
3.2.6	Simuleringsprocedur	14
3.3	Rekonstruktion av ånghalten	14
3.3.1	Transittider	14
3.3.2	Artificiellt neuralt nätverk	15
3.4	Modellöversikt	15
4	Resultat	17
4.1	Modellvisualisering	17
4.2	Modellprestanda	17
4.2.1	Inledande förlopp	18
4.2.2	Inparametrarnas inverkan på ånghalten	19
4.3	Ånghaltsprofil	21
4.4	Hastighetsprofil	21
4.4.1	Polynomgrad	22
4.5	Transittider	23
4.6	Artificiellt neuralt nätverk	24
5	Diskussion	27
5.1	Val av transienttid	27
5.2	Bubblornas fysikaliska rimlighet	27

5.2.1	Fysikaliska brister	28
5.3	Beräkningstid och simulerat tidsintervall	28
5.4	Giltigt parameterområde för modellen	29
5.5	Hastighetsapproximation	29
5.6	Ånghalt och hastighetsprofil	30
5.7	Evaluering av transittider	31
5.8	Utvärdering av artificiellt neuralt nätverk	31
6	Slutsatser	32
	Referenser	34

1 Inledning

Sedan 1940-talet har det funnits ett intresse i att utnyttja fission som en effektiv energikälla. Detta har i sin tur resulterat i framtagningen av ett antal reaktordesigner och konstruktioner som grundar sig på olika metoder så som bränsletyp, moderator och kylmedium. Idag utgör kärnkraften, uppdelat på totalt tio reaktorer, 42,7% av Sveriges totala elproduktion.[1] Ett möjligt sätt att uppnå ökad effektivitet och driftssäkerhet i kärnkraftverk kan fås genom att öka kunskapen om reaktorreglering.

På grund av den rådande miljön i reaktorhärden finns det i dagsläget begränsade möjligheter att mäta flöde, temperatur och andra parametrar. Begränsningarna skapar ett incitament till att utforska och undersöka alternativa tillvägagångssätt för att uppskatta dessa parametrar och i förlängningen också använda denna kunskap till att öka reaktorns effektivitet och säkerhet.

En lättuppskattad reaktorparameter är neutronflödet, vars fluktuationer kallas neutronbrus. De flesta reaktorer har idag redan installerad utrustning för mätning av denna och genom modellering och simulering av en förenklad reaktorhård är förhoppningen att en korrelation mellan neutronbrus och ånghaltsfluktuationer skall kunna påvisas. Ånghalten är kopplad till effektiviteten såväl som säkerheten i reaktorn och en större kunskap om denna skulle kunna medföra en positiv effekt i driftskostnad såväl som driftssäkerhet.

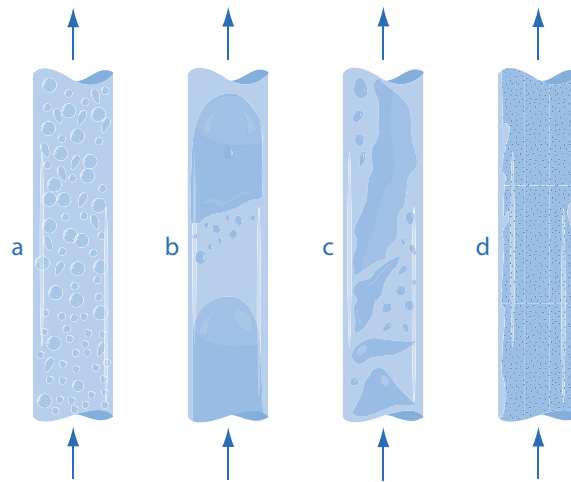
1.1 Bakgrund

Svenska kärnkraftverk är i dagsläget främst av typen lättvattenreaktorer (LWR), det vill säga reaktorer som använder lätt vatten (till skillnad från tungt vatten) som moderator och kylmedium. Till huvudklassen LWR:er hör kokvattenreaktorer (BWR), som denna studie fokuserar på, och tryckvattenreaktorer (PWR).[2]

1.1.1 Kokvattenreaktorer

Huvudprincipen för kokvattenreaktorer innefattar en kanal med vatten som omgärdar bränslestavar, vilka innesluter fissilt bränsle. Vid fission avger bränslet värme till den omgärdande vattenmassan så att denna förångas. Det bildade ångtrycket driver sedan en turbin ur vilken energi utvinns. Vattnet i reaktorn används alltså som kylmedium och påverkar således reaktordriften i stor utsträckning, där en brist på vatten i förlängningen kan medföra en överhettning av reaktorn. Vattnet i reaktorn används dock inte bara som kylmedium utan också som moderator för kärnreaktionen, där en ökad tillgång på moderator ökar reaktorns effekt. Förhållandet mellan kylmedium och moderator beskriver sålunda en förutsättning för kokvattenreaktorers självstabiliserande egenskaper. Moderation beskrivs mer ingående i avsnitt 1.1.2.

Kokande vatten utgörs av två faser, där jämvikt råder mellan vätske- och ångfasen. Genom att studera detta tvåfasflöde kan en uppskattning av den totala ånghalten erhållas. När vattnet kokar kommer ångan att anta olika formationer, så kallade flödesregimer. Flödesregimerna beskriver tvåfasflödets utseende och hur dessa kan se ut visas i figur 1. Vid låg ånghalt är det vanligt med bubbligt flöde (små ångbubblor) medan det vid högre ånghalt är vanligare med mer komplicerade former av flöden, med större ångkroppar.



Figur 1: Visualisering av de vanligaste flödesregimerna för tvåfasflöde (bild tagen från [3]). Flöde *a* visualiserar bubbligt flöde, *b* pluggflöde, *c* semi-annulärt flöde medan *d* visualiserar annulärt flöde.

1.1.2 Moderation och reaktivitet i härden

När en atomkärna av bränslet i en kärnreaktor absorberar en fri neutron med låg rörelseenergi, även kallad termisk neutron, blir den instabil och splittras i fissionsprodukter samt ett antal fria neutroner. En reaktor där fissionen i första hand induceras av termiska neutroner kallas för en termisk reaktor. Vid fission är sannolikheten dock avsevärt större att snabba neutroner snarare än termiska neutroner bildas. Fission kan också orsakas av dessa snabba neutroner, dock i betydligt mindre utsträckning. För att öka sannolikheten för fortsatt fission bromsas därför de snabba neutronerna ner till termiskt tillstånd -medelst en moderator med en relativt lätt kärna. En lätt kärna modererar effektivare eftersom mer energi förloras vid elastiska kollisioner med lätta kärnor än vid elastiska kollisioner med mer massiva kärnor.[4]

Vatten är en effektiv moderator och har även förmågan att agera reflektor samt, som tidigare nämnts, kylmedium i reaktorn. Reflektorns uppgift är att omgärda reaktorn och, som namnet antyder, reflektera tillbaka utgående neutroner. På grund av densitetsskillnaden mellan vatten i vätske- respektive ångfas erhålls en mer effektiv moderation samt reflektion av vatten i vätskefas. Reflektorn samt moderatoren har till uppgift att minska den använda bränslemängden samt uppehålla bränslekvaliteten som krävs för att hålla reaktorn kritisk. Vid kritiskt tillstånd är antalet neutroner som lämnar reaktorn genom absorption och läckage lika med det antal neutroner som skapas av fissionen vilket medför att reaktionen är självuppehållande.[4]

Reaktivitet kan definieras som reaktorns avvikelse från kritiskt tillstånd. Ett mått på reaktiviteten ges av voidkoefficienten, vilken definieras som kvoten mellan förändringen i reaktivitet och förändringen i ånghalt. Om en negativ voidkoefficient erhålls innebär det att reaktiviteten minskar då ånghalten i reaktorn ökar; om istället en positiv voidkoefficient erhålls innebär det att reaktiviteten ökar då ånghalten ökar.[5]

För en BWR gäller det generellt att voidkoefficienten är negativ; således är det önskvärt att ånghalten i reaktorn ej ökar då detta medför en minskad reaktivitet och minskad effekt. Bland konsekvenserna av en negativ voidkoefficient återfinns bland annat en effektökning i reaktorn vid en plötslig tryckökning samt fluktuationer i effekten vid förändringar i inflödet till härden. På så vis är det av intresse att kunna reglera ånghalten i reaktorn och på så sätt reglera reaktivitet och effekt.

Idag är ett exempel på en av flera vanliga regleringsmetoder i svenska kärnkraftverk varvtalsreglering, vilket utnyttjar att förändringen av vattengenomflödet i härden är korrelerat till reaktoreffekten. Ett ökat vattengenomflöde minskar ångfraktionen i härden, vilket ökar moderationen och effekten. Reaktorn kan sålunda regleras med effekten som mätsignal och varvtal på cirkulationspumparna som styrsignal.[6]

1.1.3 Neutrondetektion

Neutroner är laddningsneutrala och har därför ingen direkt interaktion med varken laddade partiklar eller magnetfält. Ett bra sätt att detektera neutroner är därför via deras interaktion med andra ämnens kärnor. Interaktionen kan antingen vara av en typ där neutronen kolliderar med en kärna, varpå den överför en del av sin kinetiska energi till kärnan, eller av en typ där neutronen skapar en kärnreaktion med ett ämne. Neutrondetektorer ger ofta ofullständig information angående den kinetiska energin hos detekterade neutroner då de endast mäter antalet interaktioner och ej tar hänsyn till om dessa orsakades av låg- eller högenergineutroner.[4, 7]

En vanlig och mycket enkel detektor av den senare nämnda typen av interaktion, vilken kan användas i en kärnreaktor, är en så kallad gasfylld fissionskammadetektor. Detektorns kärna består vanligtvis av höganrikat uran av isotopen ^{235}U , vilken omgärdas av en moderator samt en inert ädelgas så som argon. När inkommande neutroner fissionerar uranet reflekteras fissionsfragmenten i nästan motsatt riktning varpå de kan jonisera argonet tills dess att deras energi är slut. Då reaktionen i detektorn i första hand är termiskt inducerad skall moderatorn, som till exempel kan bestå av paraffin, i stor utsträckning konvertera snabba neutroner till termiska neutroner så att de kan detekteras.[4, 7] Då argongasen joniseras uppstår en elektrisk ström. Denna ström är proportionell mot energin som gasen tagit emot från fissionsfragmenten vilken i sin tur är proportionell mot medelvärdet på det antal neutroner som träffat detektorn.[4, 7]

1.2 Neutronbrus

Neutronbrus definieras som fluktuationer i neutronflödet kring ett stationärt medelvärde. Experiment vid *Oak Ridge National Laboratory* (ORNL) ledde till att möjligheten att använda neutronbrus för att diagnostisera betingelserna i reaktorhärden teoretiserades.[8] Bland resultaten vid ORNL upptäcktes, på grund av skillnaderna i konstruktion, att amplituden för neutronbruset i BWR:er generellt är högre än amplituden för PWR:er.[8] Detta kan delvis förklaras av att vattnet i en PWR inte är i två faser, vilket dels beror på det markant högre trycket samt ett slutet system. Neutronbruset i en BWR orsakas till största delen av fluktuationer i ånghalten på grund av skillnaden i neutronmoderationen mellan vätskan och ångan och medför på så vis en möjlig korrelation mellan neutronbrus och ånghalten.

Analytiska modeller för att korrelera neutronbrus med ångfraktionen i vattnet har visat sig allt för komplicerade för att vara användbara. Samtidigt har den bristande beräkningskapaciteten hos tidigare datorgenerationer gjort det svårt att få numeriska modeller tillräckligt avancerade för att vara intressanta.

Den ökade datorprestanda som följt de senaste decenniernas utveckling kan dock ha öppnat dörren för numeriska lösningar mellan reaktorparametrar och uppmätta neutronfluktationer i härden. Sådana simuleringar antas kunna bli ett värdefullt verktyg för att förbättra säkerheten såväl som att öka effektiviteten i kärnkraftverk. Dessa metoder skulle kunna utnyttja redan installerade system, vilket ökar deras potentiella nytta.

1.3 Tidigare modell

En tidig, primär modell för att undersöka kopplingen mellan neutronbrus och ånghalt i BWR:er har tagits fram av Victor Dykin på avdelningen för Nukleär teknik vid Chalmers tekniska högskola.[9] I denna modell approximeras kärnreaktorn med ett två-dimensionellt systemområde med x - och z -koordinater. Bubblorna, som egentligen är sfärer, har approximerats med cirklar i huvudsak för att begränsa mängden beräkningar och kan motiveras av symmetriskäl. Vidare antas kärnreaktorn vara tom med avseende på bränsle- och styrstavar.

I kärnreaktors tomma inre modelleras därefter ett tvåfasflöde bestående av vatten i vätske- samt ångfas. Stationära förhållanden råder i systemet och i modellen antas att dessa faser håller samma hastighet under hela förloppet genom reaktorn. Vätskans inflödes hastighet sätts till 200 cm/s i denna modell.

Angående bubblornas generering i systemet så genereras dessa med en konstant diameter på 0,8 cm. Bubblornas storlek varierar ej under förloppet genom reaktorn. Modellen tar ej hänsyn till eventuellt överlapp eller sammanslagning av bubblor till större bubblor, utan antar istället att det inte sker någon växelverkan mellan bubblorna. En sökfunktion används vid generering av nya bubblor som i varje tidssteg undersöker om en ny bubbla som skapas överlappar med en tidigare bubbla, och i sådana fall tas den nya bubblan bort. Initialt placeras 100 bubblor i systemet och

därefter skapas 35 nya med varje tidssteg. Bubblorna flyttas sen efter en stationär hastighetsprofil. Denna hastighetsprofil är anpassad efter ett tredjegradspolynom som bestämts utifrån ånghalten i reaktorn.

Gällande beräkningar av ånghalten i systemet görs detta genom att, för en given x -koordinat, i systemet söka igenom varje z -koordinat och undersöka en eventuell bubblas existens i just den punkten. Ett binärt system skapas bestående av ettor och nollor, där värdet 1 fås om en bubbla detekteras i punkten, annars får den värdet 0. Genom att spara hela denna vektor (i z -led) för flertalet tidpunkter kan sedan en genomsnittlig ånghalt för kanalen tas fram.

1.4 Syfte

Syftet med detta kandidatarbete är att vidareutveckla och noggrant utvärdera en modell för simulering av tvåfasflöde i en BWR. Modellen modifieras till en högre grad av fysikalisk rimlighet avseende ånghaltens beteende. Utifrån modellen fås sedan systemets ånghalts- och hastighetsprofil varefter systemets neutronbrus kan tas fram. Neutronbrussignalerna utnyttjas som indata till ett artificiellt neuralt nätverk (ANN) för att rekonstruera systemets ånghaltsprofil, där resultatet utvärderas mot de simulerade värdena.

2 Teori

För att skapa en bakomliggande förståelse för systemet, innan utvecklingen av modellen diskuteras vidare, presenteras i följande avsnitt en genomgång av några grundläggande begrepp.

2.1 Neutronflöde och ånghalt

Problematiken i att hitta ett samband mellan neutronflödet och ånghalten är att det inte finns någon direkt koppling mellan dessa. En viss korrelation mellan neutronbruset och fluktuationerna i ånghalten har dock kunnat påvisas.[8]

Som nämnts i avsnitt 1.1.2 har vatten i vätskefas en bättre moderatorfunktion än ånga vilket troliggör relationen mellan neutronbrus och fluktuationer i ånghalt. Neutroner som färdas i vattnet bromsas ned och det sker en ökning i flödet av termiska neutroner. Neutronbruset antas vara kopplat till störningen i ånghalten enligt ekvation (1).[9] I nedanstående ekvationer antas överföringen från ånghalt till neutronbrus vara tvådimensionell enligt det modellsystem som betraktas. I detta tvådimensionella system representerar x - och z -led bredden respektive höjden på systemet.

$$\delta\phi(x, z, t) = c \int_0^h \int_0^w G(x, z, x', z') \phi_0(x', z') \delta\alpha(x', z', t) dx' dz' \quad (1)$$

G är överföringsfunktionen mellan fluktuationerna i ånghalten, $\delta\alpha$, och neutronbruset, $\delta\phi$. c är en proportionalitetskonstant, ϕ_0 är det statiska neutronflödet, h är reaktorns höjd och w är reaktorns bredd. Om endast lokala komponenter för neutronbruset beaktas kan överföringsfunktionen skrivas enligt (2).[9]

$$G(x, z, x', z') \sim e^{-\lambda(z)\sqrt{(x-x')^2+(z-z')^2}} \quad (2)$$

Här antas det för överföringsfunktionen G att påverkan av den lokala ånghalten till neutronbruset avtar exponentiellt med avståndet från detektorn. Storleken på detta avtagande i varje (x, z) -punkt bestäms av dämpningskonstanten, $\lambda(z)$, för den givna detektorns position i höjddled. Störningen i ånghalten, $\delta\alpha$, definieras enligt

$$\delta\alpha(x, z, t) = \alpha(x, z, t) - \langle \alpha(x, z, t) \rangle \equiv \alpha(x, z, t) - \alpha(x, z) \quad (3)$$

2.2 Ånghalt från hastighetsprofil

Systemet antas inta ett stationärt stabilt tillstånd i vilket energin är konserverad. Ett sätt att modellera energikonserveringen är genom att betrakta massflödet genom kanalen.[10] Detta massflöde antas vara konstant och sker endast i z -led då hastigheten i x -led är noll. Massflödet medför att energin i systemet bevaras och kan skrivas enligt

$$\frac{\partial[\rho_m(z)v_m(z)]}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

där $\rho_m(z)$ och $v_m(z)$ är densiteten respektive hastigheten för blandningen av vatten och ånga i systemet. Dessa definieras enligt

$$\begin{aligned} \rho_m &= \rho_l(1 - \alpha(z)) + \rho_v\alpha(z) \\ v_m &= v_l(1 - \alpha(z)) + v_v\alpha(z) \end{aligned} \quad (5)$$

där $\alpha(z)$ betecknar ånghalten i varje z -koordinat och subskripten l och v syftar på vätskan respektive ångan (*liquid* och *vapour*). Om dessa ovanstående ekvationer kombineras fås följande samband mellan hastigheten i z -led och ånghalten

$$v(z) = v_m(z) = \frac{v_l}{1 - \alpha(z) - \frac{\rho_v}{\rho_l}\alpha(z)} \approx \frac{v_0}{1 - \alpha(z)} \quad (6)$$

Här är $v_0 = v_l$ inflödes hastigheten för vattnet in i systemet. I approximationen i sista ledet har den sista termen i nämnaren försumrats, då ångans densitet är betydligt lägre än den för vätskan, varvid kvoten mellan dessa kommer att bli försumbart liten.[9]

Om hastigheten i varje punkt kan bestämmas kan sambandet i ekvation (6) användas för att göra en uppskattning av ånghalten i den punkten.

2.3 Transittid

Transittiden är den tid det tar för en fluktuation i ånghalten att färdas mellan två neutrontektorer. Dessa kan bestämmas från modellen genom att ta fram de *faktiskt simulerade* transittiderna via hastighetsprofilen och *experimentella* transittider genom att, likt en verklig process i en BWR, undersöka neutronbruset.

2.3.1 Transittid via hastighetsprofil

Transittiderna för systemet är möjliga att bestämma eftersom avståndet mellan detektorerna och hastighetsprofilen i systemet är kända. Det har visat sig att hastighetsprofilen ej är linjär utan innehåller en inflektionspunkt och bör således, vid approximation med ett polynom, approximeras med ett polynom av grad minst tre enligt ekvation (7).[9]

$$v(z) = a_n z^n + a_{n-1} z^{n-1} + \dots a_1 z + a_0 \quad (7)$$

Transittiden $\tau_{i,i+1}$ mellan detektor i och $i + 1$ kan då beräknas enligt,

$$\tau_{i,i+1} = \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{dz'}{a_n z^n + a_{n-1} z^{n-1} + \dots a_1 z + a_0} \quad (8)$$

Genom att ha minst $n + 2$ detektorer kan $n + 1$ transittider erhållas, vilket är tillräckligt för att bestämma alla koefficienter för ett polynom av grad n . Med fler detektorer kan alltså polynom av högre gradtal evalueras.

2.3.2 Transittid via neutronbrussignaler

De experimentella transittiderna fås genom analys av neutronbrussignalerna. Eftersom signalerna hos två detektorer är nästan lika och skiljer med en tidsfördröjning lämpar det sig att använda korskovariansen (*cross-covariance*) mellan dessa signaler vilken definieras som

$$(f * g)(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau)g(t - \tau) d\tau \quad (9)$$

för två signaler f och g . Tidsförskjutningen t_{trans} , det vill säga transittiden, mellan två detektorer fås då korskovariansen är maximerad.

2.4 Artificiella neurala nätverk

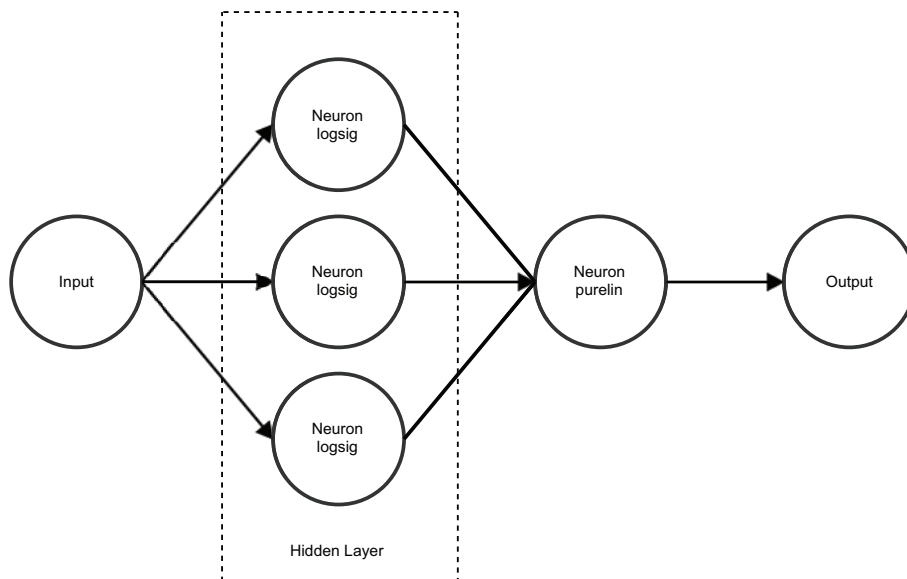
Ett traditionellt sätt att beskriva kopplingen mellan in- och utdata är med hjälp av en funktion. Om datan är diskret beskrivs sambandet med en funktion med koefficienter vars fel minimerats genom minsta-kvadrat-metoden eller liknande. Detta förutsätter dock att det i förväg är känt vilken typ av funktion mappningen beskrivs av. För att undgå detta kan istället ett ANN användas.

Ett ANN är uppbyggt av ingångar, neuroner och utgångar, vilka är kopplade på ett specifikt sätt. Likt ett biologiskt nätverk (exempelvis det mänskliga nervsystemet) kan det artificiella nätverket omformas beroende på vilken utsignal en given insignal ger. Genom att vikta nätverket sker en inlärningsprocess för nätverket och efter tillräckligt många iterationer vet nätverket hur mappningen ska ske för alla insignaler.

Varje neuron beskrivs av en för ändamålet typisk funktion, exempelvis en *logsig*-funktion enligt ekvation (10).[11]

$$\phi_{logsig}(x) = \frac{1}{1 + e^{-wx+b}} \quad (10)$$

De två olika vikterna w respektive b är individuella för samtliga neuroner. Neuronerna placeras vanligtvis ut i lager. Detta gör att det andra lagrets insignal beror på det första lagrets utsignal. All insignaler behöver dock inte gå till första lagret utan olika kombinationer av fram- och återkoppling är också vanligt. Ofta används ett nätverk av typen *single hidden - feed forward network* (se figur 2) och består enbart av ett lager.



Figur 2: Visualisering av neuralt nätverk innehållande ett gömt lager av neuroner. Den avslutande helt linjära neuronerna används för att skala nätverket.

Då varje *logsig*-funktion är begränsad mellan 0 och 1 kan nätverket avslutas (och skalas) med en rent linjär funktion (*purelin*) enligt ekvation (11).[11]

$$\phi_{purelin}(x) = -wx + b \quad (11)$$

Nätverket tränas upp genom att n diskreta och kända mätpunkter (x_i, y_i) mappas mot en funktion $f(x, \beta)$ där β är viktsparametrarna så att summan i ekvation (12) minimeras.

$$S(\beta) = \sum_{i=1}^n [y_i - f(x_i, \beta)]^2 \quad (12)$$

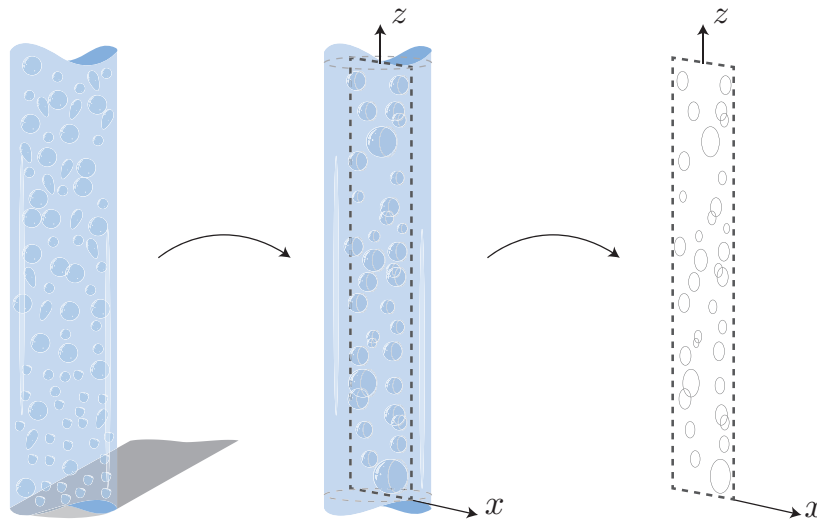
En känd algoritm för att lösa icke-linjära minsta kvadratproblem är *Levenberg-Marquardt algoritmen*.[11]

3 Metod

Följande avsnitt presenterar vidareutvecklingen från den modell som presenteras i avsnitt 1.3. Modellens avgränsningar motiveras, valet av simuleringsparametrar diskuteras och hanteringen av de individuella bubblorna presenteras. En genomgång av implementationen av de beräkningar som görs på ånghalten såväl som neutronbruset ges, approximation av hastighetsprofilen motiveras och simuleringsproceduren presenteras.

3.1 Systemets avgränsningar

Systemet som betraktas har förenklats på ett flertal olika sätt. Reaktorhärden som modelleras har förenklats till ett tvådimensionellt system i x - respektive z -led istället för ett tredimensionellt system, som i verkligheten. Denna förenkling är godtagbar då systemet antas vara cylindriskt symmetriskt och en simulering i rummet antas generera ett marginellt mer betydelsefullt resultat på bekostnad av en markant ökad simuleringstid. Som följd av denna tvådimensionella representation simuleras bubblorna som cirklar i modelleringsplanet. En grafisk illustration av hur systemet modelleras kan ses i figur 3.



Figur 3: Figuren visar en abstraktion av hur modellen konstrueras. Den cylindriska kanalen modelleras som ett tvådimensionellt plan i vilket bubblorna simuleras som cirklar.

Vidare har bränslestavarna i reaktorhärden försumrats i den mån att de inte upptar någon volym (area) i den modellerade kanalen. Detta förenklar beräkningarna och gör det möjligt att betrakta ångbildningen och tvåfasflödet i hela systemet. Försummandet av bränslestavarna medför dessutom att systemet antas arbeta oberoende av någon temperaturparameter då avsaknaden av bränslestavar ej ger upphov till någon uppvärmning av systemet. Detta är naturligtvis inte korrekt men det kompenseras för genom att korrigera sannolikhetsfördelningen som bubblornas storlek och position genereras och ändras med.

Bubblorna i modellen genereras på sådant sätt att en hel bubbla skapas från ett tidssteg till ett annat. Detta är något som inte direkt stämmer överens med verkligheten men det antas vara tillräckligt korrekt för att inte kompromissa modellens användbarhet. Vidare antas det att bubblorna ej interagerar med varandra, vilket innebär att de rör sig genom modellsystemet helt självständigt.

Ytterligare en avgränsning görs angående hastighetsskillnaderna mellan vätskan och ångan. I verkligheten flödar ångan med en högre hastighet genom systemet än vätskan. Då endast bubblorna i modellen påverkar fluktuationerna i systemet behöver detta inte tas hänsyn till och på så sätt kan hastigheten antas vara densamma för vätskan som för ångan.

Det antas dessutom att flödet in i reaktorn är tidsberoende utan stora ändringar. Detta eftersom brusanalys tillämpas mest effektivt då medelvärdet hålls konstant.

3.2 Modellutformning

I följande avsnitt presenteras utformningen av modellen och de bakomliggande anledningarna till de val som görs. Först ges en genomgång av tidssteget med vilket modellen genomförs varefter modelleringen av bubblorna och hur dessa används vid vidare beräkningar presenteras. Även en kortare beskrivning av simuleringsproceduren ges.

3.2.1 Diskreta värden och val av tidssteg

Simuleringen av bubblornas förflyttning såväl som uträkningen av neutronbrus och ånghalt kommer att göras i ett diskret modellsystem. Tidssteget för simuleringen, dt , definieras utifrån att de modellerade detektorerna antas behöva registrera varje bubbla minst fem gånger. Tidssteget ges av:

$$dt = 2 \frac{(r_{max} + r_{min})/2}{v_{max} \cdot 5} \quad (13)$$

där $(r_{max} + r_{min})/2$ är mittpunkten i radieintervallet för bubblorna och v_{max} är en uppskattad högsta hastighet för bubblorna (något större än värdet på inflödes hastigheten). v_{max} är uppskattad just eftersom detta värde, på grund av sin koppling till tidssteget, inte kan ändras under simulering och därför behöver bestämmas innan den egentliga maxhastigheten kan räknas ut.

3.2.2 Generering och hantering av bubblor

I reaktorsystemet är det egentligen störst sannolikhet att bubblor skapas i närheten av bränsleelementen, vilket motsvarar systemgränserna i x -led. Som en effekt av trycket i kanalen dras dock bubblorna snabbt in mot kanalens centrum, varför

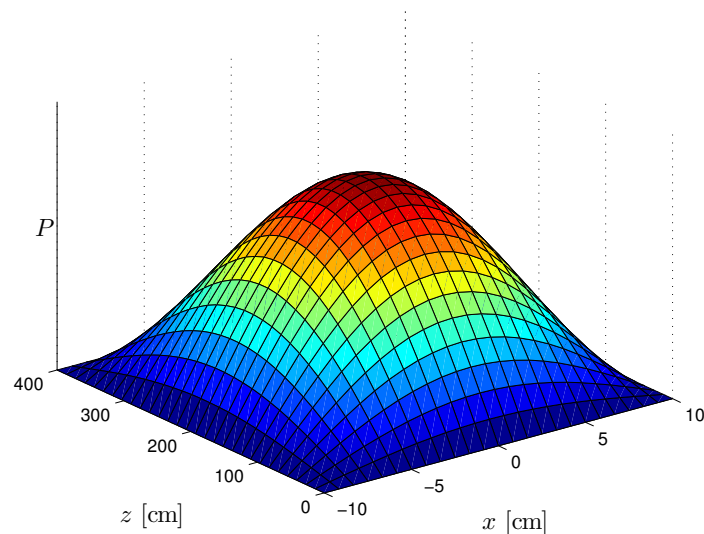
bubblorna har valts att modelleras med störst generationstäthet där. I modellen antas även att bubblorna endast rör sig uppåt i reaktorn utan att flytta sig i x -led. För att realisera detta i modellen antas bubblorna genereras enligt en sinusfördelning med maximum i mitten på kanalen, $x = 0$, där sannolikhetstätheten för generering i x -led definieras enligt ekvation (14).

$$f_X(x) = \frac{\pi}{2w} \sin\left(\frac{\pi(x + w/2)}{w}\right) \quad x \in [-w/2, w/2] \quad (14)$$

där w är bredden på systemet. Även i z -led kommer genereringsdensiteten av bubblorna vara i störst mitten på kanalen. Helt analogt med fördelningen i x -led fås sannolikhetstätheten för fördelningen i z -led från ekvation (15)

$$f_Z(z) = \frac{\pi}{2h} \sin\left(\frac{\pi z}{h}\right) \quad z \in [0, h] \quad (15)$$

där h är höjden på reaktorkanalen. Figur 4 visar sannolikhetsfördelningarna för generation av bubblor i x - respektive z -led.



Figur 4: Figuren visar sannolikhetsfördelningen, P , för bubbelgenerering över systemet vid varje tidssteg enligt ekvation (14) och ekvation (15). Notera att bilden ej är skalenlig.

Även bubblornas radie antas vara maximal i mitten av kanalen och oberoende av positionen i x -led. Radien kommer att vara deterministiskt bestämd beroende på den genererade bubblans z -position enligt ekvation (16).

$$r(z) = r_{min} + \left(\frac{r_{max} - r_{min}}{2}\right) \cdot \left(\cos\left(\frac{2\pi(z + h/2)}{h}\right) + 1\right) \quad (16)$$

där h är höjden på kanalen och där r_{max} och r_{min} är den största respektive minsta tillåtna bubbelradien.

Förändringen av bubbelradien modelleras så att den för varje enskild bubbla antas ha dubblat sin storlek efter en tid på en sekund, vilket med de givna systemparametrarna motsvarar en förflyttning av minst en fjärdedel av kanalens höjd. Således kommer radien efter varje tidssteg ges enligt ekvation (17).

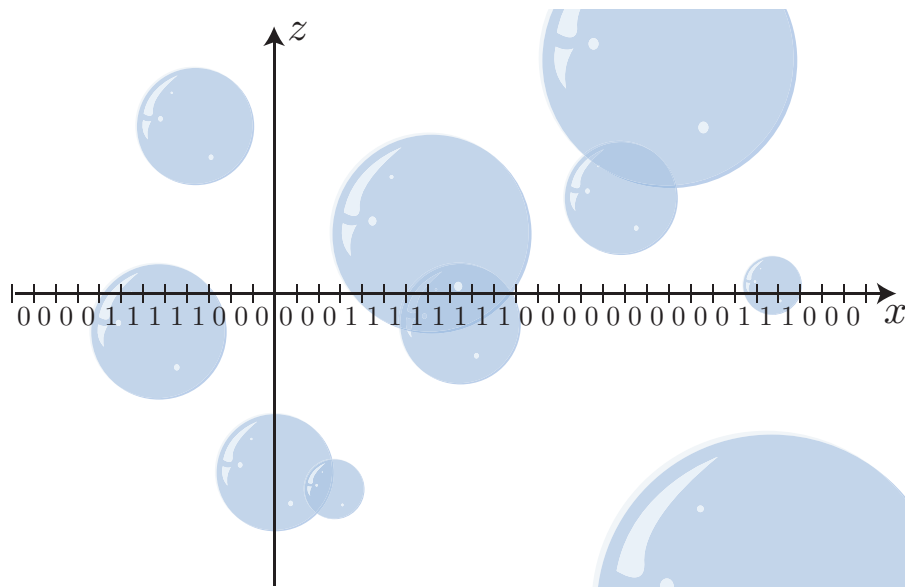
$$r_{t+dt} = r_t \cdot 2^{dt} \quad (17)$$

där dt är tidssteget som används vid simuleringen. Radien kommer öka upp till ett maxvärde som i modellen är satt till 0,45 cm, medan den minsta radien är satt till 0,05 cm.

Bubblorna rör sig enligt en framräknad hastighetsprofil, vilken diskuteras mer utförligt de kommande avsnitt.

3.2.3 Beräkning av ånghalt

I modellen krävs en beräkning av den faktiska simulerade ånghalten. Om bubblornas ytor direkt adderas för att få fram en approximativ ånghalt uppstår problemet att snittet mellan två bubblor, då de överlappar varandra, räknas dubbelt. Problemet löses genom att dela in hela beräkningsområdet i ett rutnät med ett antal lika stora sektioner, där varje sektion ges värdet 1 om en bubbla befinner sig där eller 0 om sektionen är tom. I första steget betraktas en uppdelning av kanalen i höjdded och de bubblor som befinner sig vid varje specifik z -koordinat sorteras ut. Efter det betraktas uppdelningen längs reaktorns bredd och processen återupprepas. Proceduren för hur detta kan se ut visas i figur 5.



Figur 5: En visualisering som visar hur ånghalten beräknas vid en viss linje i z -led. Bubblorna som korsar axeln detekteras och bildar en vektor med ettor och nollor, som ses rundas positionen där en bubbla korsar linjen av till närmaste index. z -axeln ligger parallellt med den simulerade reaktorkanalen.

Sektionsuppdelningen görs med en upplösning av 1000 punkter i x såväl som z -led. Eftersom ånghalten beräknas utifrån den relativa fyllnadsgraden av varje sektion i z -led är det i huvudsak upplösningen i x -led som bestämmer med vilken detaljnivå ånghalten kan beräknas. Upplösningen i höjddled av kanalen bidrar endast med en gräns i form av hur presentationen av resultaten kan ske. De minsta bubblorna i modellen har en diameter på 0,1 cm. Då 1000 punkter över ett intervall på 20 cm resulterar i en upplösning på 0,02 cm duger denna upplösning väl för att få med även de minsta bubblorna i ånghaltsberäkningarna.

3.2.4 Neutronbrusmodulering

Från ekvation (1) i avsnitt 2.1 fås ett samband mellan ånghaltsfluktuationer och neutronbruset för en punkt i systemet. I varje simuleringsslag för modellen beräknas sedan neutronbruset för några, på förhand specificerade, punkter som kan betraktas som neutrondetektorer. Denna beräkning görs genom att approximera dubbelintegrationen med en dubbelsumma, vilket kan ses i ekvation (18).

$$\sum_i \sum_j (\alpha(x_j, z_i, t) - \alpha(x_j, z_i) f_X) e^{-\lambda(z)(|x_j-x|+|z_i-z|)} \quad (18)$$

där x och z är detektorns position, λ är dämpningsparametern för detektorn och f_X är en viktparameter vilken kompenserar för rutnätets storlek och med vilken sannolikhet det kan finnas en bubbla inom den sektionen. Utöver detta försummas det statistiska neutronflödet i beräkningen. Resultatet för varje detektor sparas sedan för varje tidssteg av simuleringen. Den lokala dämpningskonstanten λ tas från tidigare beräkningar utförda av Dykin och Pázsit (2012), som gjorts via CASMO-4-beräkningar på bland annat den termiska neutrodiffusionslängden.[9]

3.2.5 Approximation av hastighetsprofilen

För att möjliggöra en exakt beräkning av transittiderna mellan detektorerna i systemet samt för att förenkla beräkningsproceduren behöver hastighetsprofilen för bubblorna approximeras. En lättillgänglig metod är att göra denna approximation med hjälp av ett polynom, vilket möjliggör integration för att få fram de faktiska transittiderna i modellen. Som nämnts i avsnitt 2.3.1 innehåller hastighetsprofilen en inflektionspunkt, vilket medför att endast polynom av minst grad tre kan användas. Vidare förväntas ett utseende på hastigheten sådan att inflödeshastigheten bör vara systemets minsta hastighet och att den ökar hela vägen upp till utloppet. En utvärdering av vilket gradtal som är optimalt görs genom simulering med polynom av olika gradtal. Högre ordningens polynom kan orsaka en instabilitet vid polynomapproximation och sätter dessutom ett högre krav på antalet transittider som krävs för att återskapa hastighetsprofilen. Sammantaget med att ett udda utseende på hastighetsprofilen är att förvänta har simuleringarna begränsats till att inkludera gradtalen: tre, fem, sju och nio.

3.2.6 Simuleringsprocedur

Modellen implementeras och utvecklas genomgående i MATLAB och objektorienterad programmering införs i lämpliga delar av koden för att förenkla eventuell vidareutveckling.

Det modellerade systemet bygger på masskonserveringen mellan det vatten som flödar in och det som flödar ut, enligt det som presenteras i teoriavsnitt 2.2. Eftersom simuleringarna utförs med ett initialt helt tomt system, utan bubblor, kan det inledande förloppet betraktas som transient. Tiden för en tänkt bubbla att passera genom hela systemkanalen med inflödes hastigheten bidrar med en bra approximation för transienttiden. Alla bubblor efter denna tid kommer att ha producerats och förflyttats utifrån beräknade hastighetsprofiler baserade på redan existerande bubblor i systemet.

Under detta transienta förlopp beräknas hastighetsprofilen för kanalen direkt utifrån den rådande ånghalten i varje tidssteg enligt ekvation (6). Efter detta tas hastigheten fram utifrån en polynomapproximation av denna direkt uträknade hastighet i varje tidssteg. Då systemet fått stabiliseras och en rimlig grad av statistisk rimlighet uppnåtts fixeras hastighetsprofilen för systemet. Den fixerade hastighetsprofilen fås genom att använda medelvärdet av ånghalten som ackumulerats under simuleringen som indata till ekvation (6). Med den fixerade hastighetsprofilen startas även beräkningen av neutrondetektorernas signaler.

Transienttiden beräknas enligt $t_{tran} = h/v_0$, där v_0 är inflödes hastigheten och h är kanalens höjd. För standardsimuleringarna väljs tiden då hastighetsprofilen fixeras till 50 sekunder och den totala simuleringstiden till 100 sekunder.

För att erhålla data och utvärdera den framtagna modellen genomförs ett antal olika simuleringar där inflödes hastigheten respektive antal genererade bubblor per sekund varieras mellan 100 och 300 i steg om 50 respektive mellan 2000 och 6000 i steg om 1000. Detta resulterar i totalt 25 olika simuleringar.

3.3 Rekonstruktion av ånghalten

Ånghalten rekonstrueras genom att utifrån transittiderna ta fram ett artificiellt neutralt nätverk, och metoden för hur detta genomförs presenteras i detta avsnitt.

3.3.1 Transittider

Från det framräknade neutronbruset i simuleringen kan de reella respektive experimentella transittiderna mellan detektorerna beräknas genom ekvationerna som presenteras avsnitt 2.3.1 respektive 2.3.2. Från dessa kan sedan ånghalten återskapas enligt den metod som presenteras i avsnitt 3.3.2.

3.3.2 Artificiellt neuralt nätverk

Istället för att erhålla hastighets- och ånghaltsprofil genom simulering av bubblornas färd i reaktorhärden går det att utifrån en uppsättning transittider mappa de sökta systemprofilerna med hjälp av ett ANN. Detta möjliggör en extrapolering av det icke-linjära sambandet mellan transittiderna för neutrondetektorerna och polynomkoefficienterna för hastighetsprofilen. För att detta ska vara genomförbart krävs ett träningsset med känd in- och utdata.

Träningsdatan för nätverket består av resultat från de 25 utförda simuleringar som beskrivs i avsnitt 3.2.6. Transittider från korskorrelationen används som indata och polynomkoefficienterna hos den slutliga hastighetsprofilen som utdata. För att mappningen ska ge en relevant bild är det väsentligt att transittiderna från korskorrelationen och från hastighetsprofilen överensstämmer i största möjliga mån. Vidare måste nätet utformas med lager och funktioner som passar det icke-linjära sambandet. Detta kan utvärderas med `Neural network toolbox` i MATLAB genom att examinera minsta kvadratfelet mellan känd utdata och nätets försök att återskapa denna. Andra strukturaspekter som måste undersökas är bland annat framkoppling och återkoppling mellan neuroner. Eftersom parametrarna hos de enskilda neuronernas funktioner till en början är slumpmässiga är det också viktigt att undersöka ett nät upprepade gånger för att undgå lokala minimum hos felet. Dessa är "falska" lösningar som i många fall ger en bristfällig mappning.

Träningen sker baserad på Levenberg-Marquardt-algoritmen. Under själva träningsprocessen finns det främst tre variabler att hålla under uppsikt: antalet iterationer, minsta-kvadrat-felet (också kallat `Performance`), samt felgradienten. En stor felgradient innebär här att felet minskar snabbt. Om den första gissningen är bra kommer gradienten så småningom att minska och felet att stabiliseras. Träningen stoppas antingen av att maxantalet iterationer (10000) nås eller att gradienten blir tillräckligt liten (10^{-7}). I fallet med lokala minimum som nämns ovan är den första gissningen olyckligt placerad och nätverket kommer snabbt att söka sig ner i den "grop" som ett lokalt minimum utgör (positiv gradient i alla riktningar). Detta kan bara åtgärdas av nya träningsförsök.

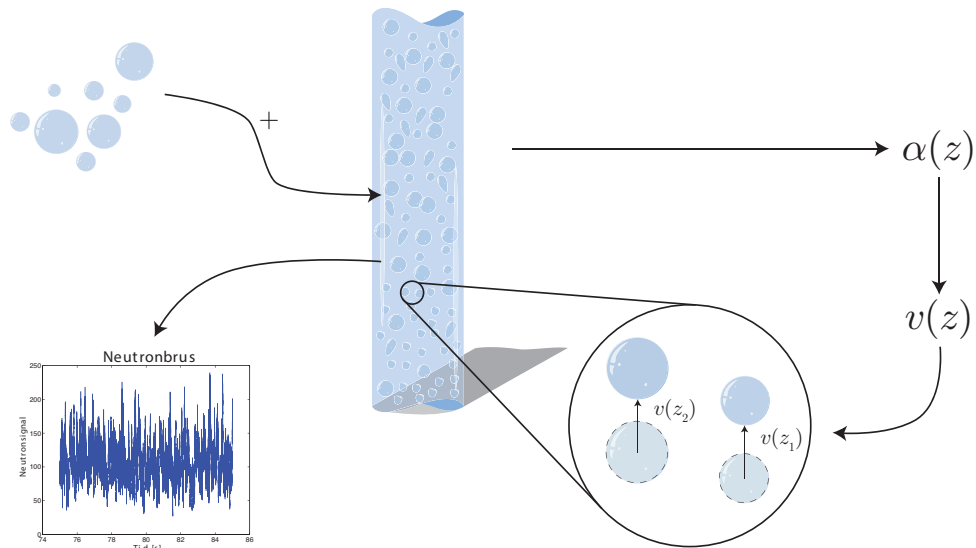
När koefficienter för polynomet bestämts kan en hastighetsprofil $v(z)$ beräknas. Utgående ifrån ekvation (6) kan ett samband tas fram som tillåter en omvandling av denna hastighetsprofil till en rekonstruerad ånghaltsprofil. Detta samband skrivs som

$$\alpha(z) \approx 1 - \frac{v_0}{v(z)} \quad (19)$$

3.4 Modellöversikt

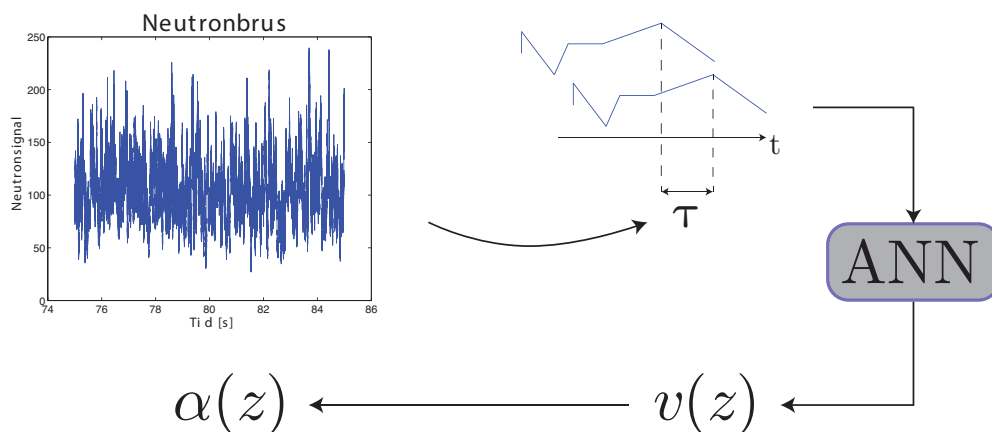
För att få en översikt av hur simuleringen av bubblorna sker kan figur 6 betraktas. Nya bubblor läggs till och ånghalten vid tidssteget beräknas. Denna ånghalt används sedan för att bestämma hastighetsprofilen, vilken sedan används för att förflytta bubblorna. Processen genomlöps genom hela simuleringen för att efter hal-

va simuleringsintervallet även inkludera en framräkning av neutronbruset för de simulerade detektorerna. Vid fixeringen av hastighetsprofilen, som sker efter halva den simulerade tiden, avbryts överföringen från ånghalt till hastighet.



Figur 6: Figuren abstraherar hur simuleringen av bubblorna genomförs och att dessa används till att räkna fram neutronbruset för detektorerna.

Från neutronbruset tas transittiderna mellan detektorerna fram utifrån maximat av deras korskorrelation. Transittiderna används i sin tur som insignaler i ett ANN från vilket hastighetsprofilens polynom fås som utdata. Denna approximativa hastighetsprofil kan sedan återföras till en ånghaltsprofil enligt ekvation 19. Denna process illustreras i figur 7.



Figur 7: En översikt av hur neutronbrussignalerna används för att med hjälp av ett ANN rekonstruera ånghalten i kanalen.

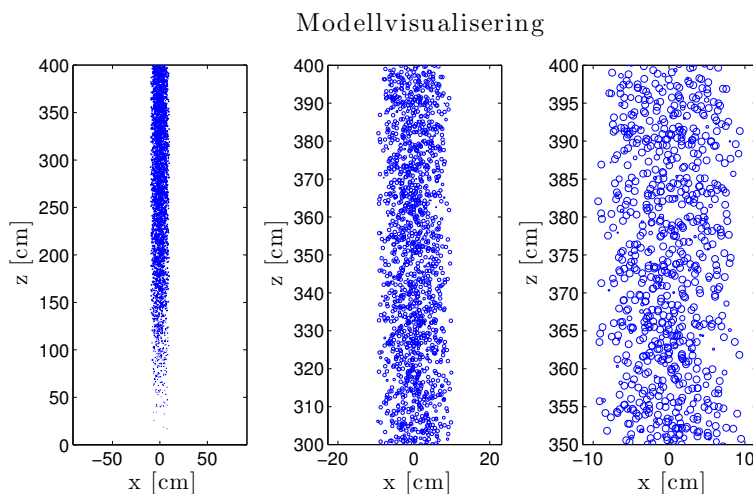
4 Resultat

Från de 25 standardsimuleringar som genomförs presenteras här ett urval för att åskådliggöra modellen. För en standardsimulering används femtegradsapproximationen för hastighetsprofilen, som fixeras efter 50 sekunder. Den totala simulerings-tiden sätts till 100 sekunder, och vidare simuleras totalt 13 neutrondetektorer i kanalen.

Initialt visas resultatet från en simulering av transientförloppet i systemet följt av serier av normallånga simuleringar för olika inflödes hastigheter och antal bubblor som genereras per sekund. För de avsnitt som behandlar ånghalten och hastigheten presenteras en simulering med parametrar i mitten av parameterområdet för att ge en rättvis bild av modellen.

4.1 Modellvisualisering

För att tydliggöra modelleringen av ångprofilen i kanalen kan simuleringsdatan visualiseras. Figur 8 illustrerar ett ögonblick vid stationärt tillstånd i den modellerade kanalen.



Figur 8: Figureerna beskriver det faktiska utseendet i den modellerade kanalen vid stationärt flöde. Radien på de individuella bubblorna är plottade så att de precis motsvarar den storleken som de också har i modellen. Figureerna visar samma kanal, men där endast delar av kanalen visas i figurena till höger. Notera systemgränserna: $z \in [0, 400]$ och $x \in [-10, 10]$.

4.2 Modellprestanda

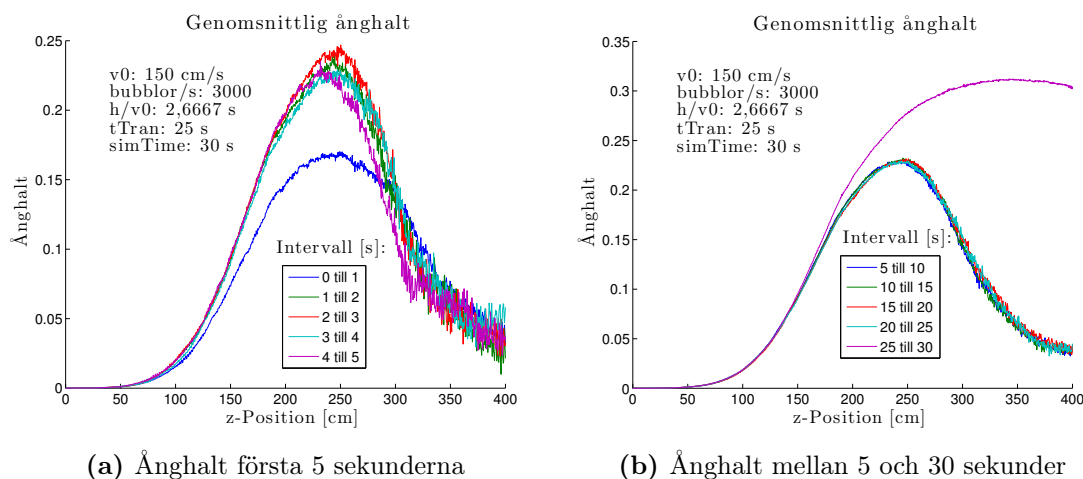
Majoriteten av simuleringarna genomförs med en fyra sekunder lång transienttid, en fixeringstid av hastighetsprofilen på 50 sekunder och en total simulerings-tid på 100 sekunder. Detta medför totalt 300000 tidssteg och en total beräkningstid på ungefär ett och ett halvt dygn, per simulering, med den tillgängliga utrustningen. I följande

stycke presenteras först hur transientförloppet genomlöps följt av resultat om ånghalt och hastighetsprofilens beroende av inflödes hastigheten och antalet bubblor som genereras per sekund.

4.2.1 Inledande förlopp

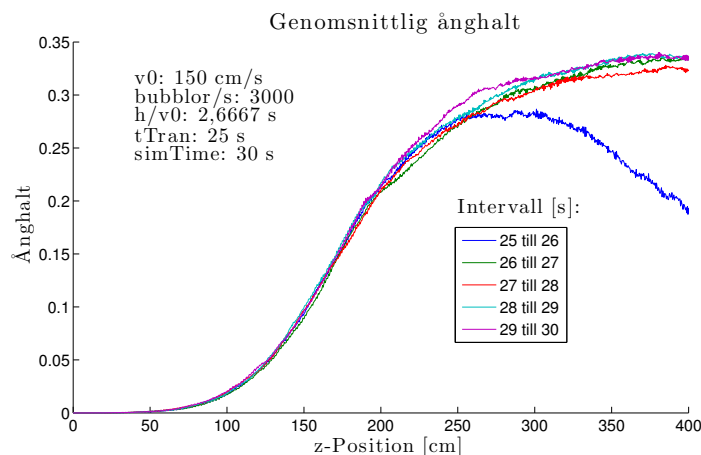
För att utvärdera transientförloppet genomförs en simulering där transienttiden sätts till 25 sekunder varefter polynomapproximationen tillåts verka under fem sekunder. Därefter avslutas simuleringen.

Då systemet är initialt tomt kommer det inducera ett transient förlopp som kvarstår i systemet under en viss tid. I figur 9a visas hur systemets genomsnittliga ånghalt varierar de första fem sekunderna i intervall om en sekund. Ånghalten ökar markant under de första sekunderna, medan kurvorna kan ses samlas något för de sista sekunderna som presenteras i figuren. Vidare går det i figur 9b att se att ånghalten är relativt konstant i simuleringsintervallet 5 till 25 sekunder, i intervall om 5 sekunder, medan ånghalten för de sista fem sekunderna börjar likna den som bildar den slutgiltiga ånghaltsprofilen.



Figur 9: Figurerna ovan visar den genomsnittliga ånghalten för en simulering där bubblornas hastighet, under de första 25 sekunderna, bestäms på samma sätt som under transientförloppet i en normal simulering. Efter dessa 25 sekunder approximeras hastigheten med hjälp av ett femtegradspolynom.

I figur 10 presenteras hur ånghalten förändras efter att hastigheten börjat approximeras med en kontinuerlig funktion i form av ett femtegradspolynom. Det kan ses att ånghalten snabbt ökar i slutet av kanalen och utseendet från innan approximationen trädde i kraft kan ses dröja sig kvar i någon mån under åtminstone den första sekunden av förloppet.

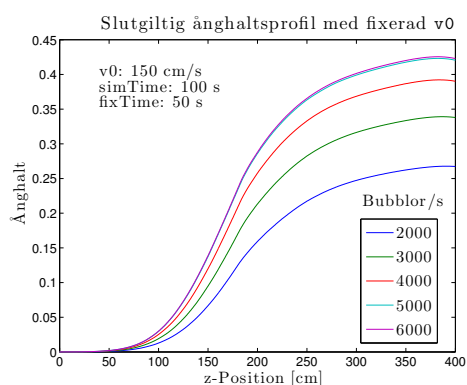


Figur 10: Figuren visar den genomsnittliga ånghalten i intervall om en sekund för de fem första sekunderna efter att polynomapproximationen trätt i kraft.

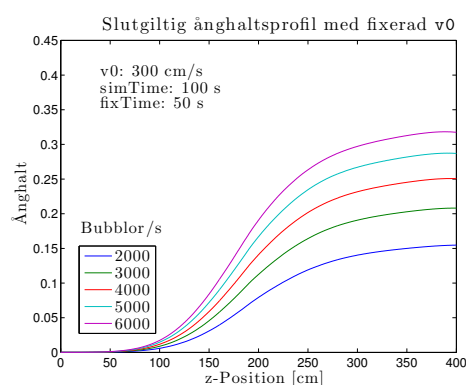
Transienttiden, innan dess att polynomapproximationen sätts in, bestäms i modellen från h/v_0 , där h och v_0 som bekant är reaktorns höjd respektive inflödes hastigheten. Insamling av data börjar först efter ytterligare ett sådant tidsintervall, det vill säga då polynomet fått verka motsvarande tid som transienttiden.

4.2.2 Inparametrarnas inverkan på ånghalten

Ånghaltens beroende på mängden bubblor som genereras i varje sekund kan, för två olika värden på inflödes hastigheten, ses i figurer 11a och 11b. Det kan konstateras att den lägre inflödes hastigheten medför en något högre ånghalt för samma antal genererade bubblor per sekund. I figur 11a kan ses att de två ånghaltsprofilerna för 5000 respektive 6000 genererade bubblor per sekund går samman. Detta är ett beteende som inte går igen i fallet med en högre inflödes hastighet, där de olika profilerna snarare ser ut att vara ekvidistant separerade.



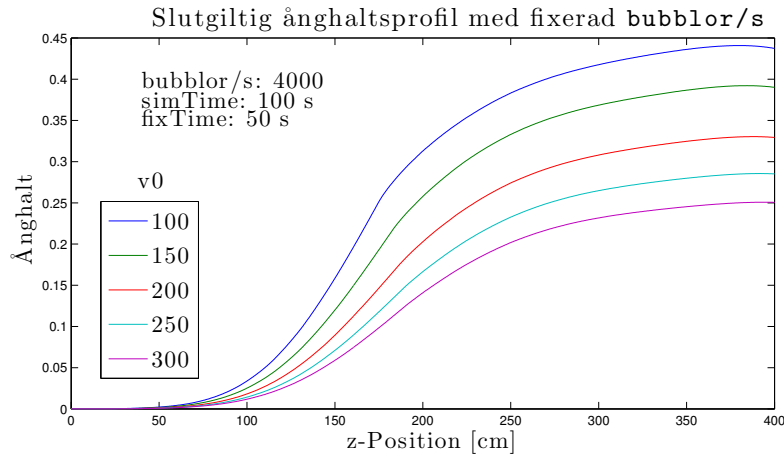
(a) Ånghaltsprofiler vid $v_0=150$.



(b) Ånghaltsprofiler vid $v_0=300$.

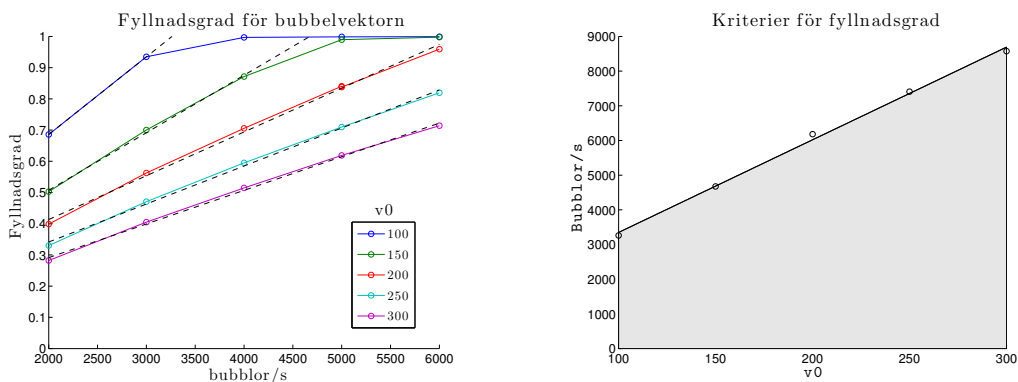
Figur 11: Figuren visar den genomsnittliga ånghaltsprofilen vid sluttiden av simuleringen där de olika linjerna svarar mot olika antal genererade bubblor per sekund (bubblor/s) för två olika inflödes hastigheter (v_0), 150 cm/s i 11a respektive 300 cm/s i 11b.

På motsvarande sätt som för varierande antal genererade bubblor per sekund kan i figur 12 ses hur ånghalten varierar med en ändring i inflödes hastigheten. Även i detta fall ses en relativt konstant separation mellan kurvorna, men där separationen kan ses öka för långsammare inflödes hastigheter. Värt att notera är att ånghalten för de långsammare inflödes hastigheterna viker nedåt mot slutet av kanalen.



Figur 12: Figuren visar ånghaltsprofilen över kanalen för olika inflödes hastigheter och med antal bubblor som genereras på en sekund fixerat till 4000.

Systemet är begränsat till att innehålla maximalt 5000 bubblor i varje givet tidssteg. Detta medför att modellen är känslig för ändringar i inflödes hastigheten såväl som antalet bubblor som genereras per sekund. I figur 13a visas systemets genomsnittliga fyllnadsgrad för samtliga 25 simuleringar med olika värden på inflödes hastigheten och antalet bubblor som genereras per sekund. En linjär regression för fyllnadsgrader med samma inflödes hastighet visas i samma figur. Notera att enbart fyllnadsgrader mindre än 0,97 tas med i anpassningen eftersom systemet annars antas vara mättat.



(a) Fyllnadsgrad hos systemet med avseende på bubblor/s.

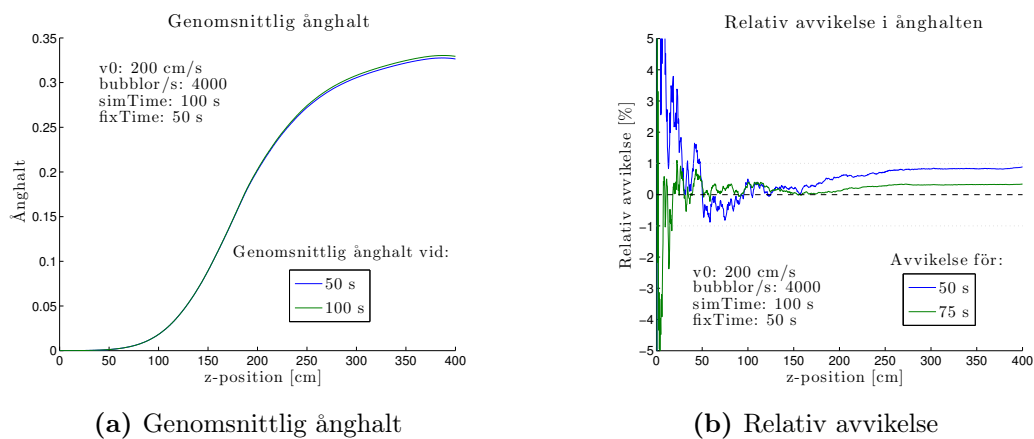
(b) Område för ej fyllt system.

Figur 13: Figur 13a visar hur kvoten mellan antalet bubblor i systemet och systemets teoretiska maximala antal bubblor beror på antalet genererade bubblor per sekund (bubblor/s). Figur 13b visar sambandet mellan den maximala bubbelproduktionen och inflödes hastigheten, v_0 , som medför mättnad av ett system med maximalt 5000 simultana bubblor.

Från varje regression uppskattas antalet bubblor som behöver genereras per sekund för att uppnå systemets maxgräns på 5000 bubblor. I figur 13b plottas detta värde mot inflödes hastigheten. Även här konstateras att det ser ut att finnas ett linjärt samband mellan inflödes hastigheten och antalet genererade bubblor som krävs för att mätta systemet. Det mörklägda området i figuren visar för vilka värden systemet inte är mättat.

4.3 Ånghaltsprofil

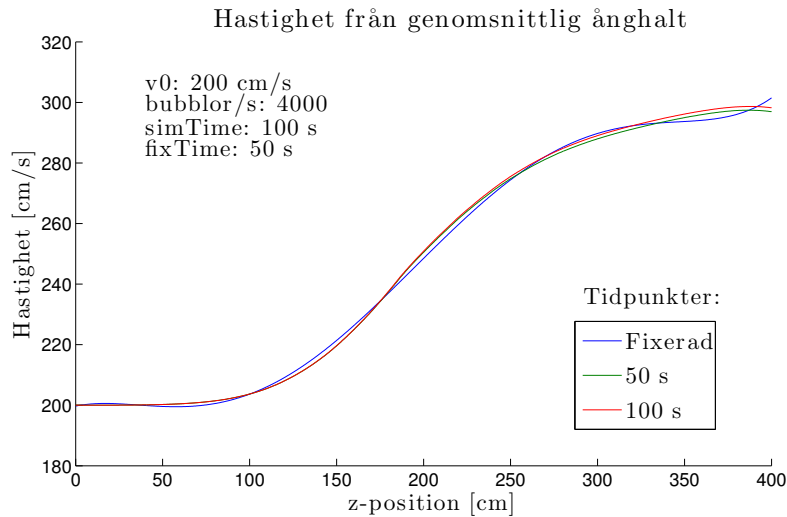
Figur 14a visar den genomsnittliga ånghalten både direkt efter fixeringstiden på 50 sekunder och sedan i slutet av simuleringen vid 100 sekunder. De är till synes lika i formen, men skiljer sig något i slutet av kanalen, där den senare profilen har en något högre ånghalt. Vidare visas i figur 14b den relativa avvikelsen i den genomsnittliga ånghalten från sluttiden 100 sekunder för 50 respektive 75 sekunder.



Figur 14: Figur 14a (till vänster) visar den, i tid, genomsnittliga ånghalten i kanalen vid halva respektive hela simuleringstiden. Figur 14b (till höger) visar den relativa avvikelsen för ånghalten efter 50 respektive 75 sekunders simulering mot den avslutande ånghalten, vid tiden 100 sekunder.

4.4 Hastighetsprofil

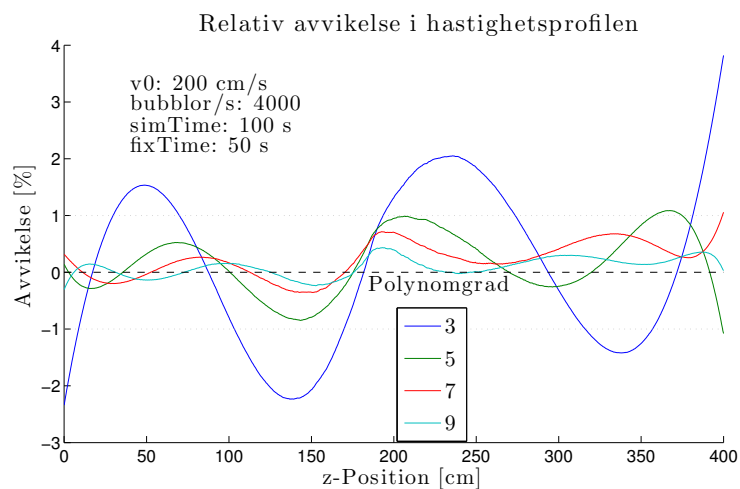
I figur 15 visas en jämförelse mellan den hastighetsprofil som fås från den genomsnittliga ånghalten dels vid 50 och dels vid 100 sekunder. Vidare visas även den låsta hastighetsprofilen som fixerats efter 50 sekunders simulering. Det kan ses att hastigheten vid 50 sekunder ligger något lägre än den vid 100 sekunder, samtidigt som den låsta polynomapproximationen kan ses ansluta relativt väl till de båda profilerna.



Figur 15: Figur över hastighetsprofil för fixerad profil vid 50 sekunder samt profil från genomsnittlig ånghalt efter 50 respektive 100 sekunder. Den fixerade profilen är framtagen efter ett femtegradspolynom.

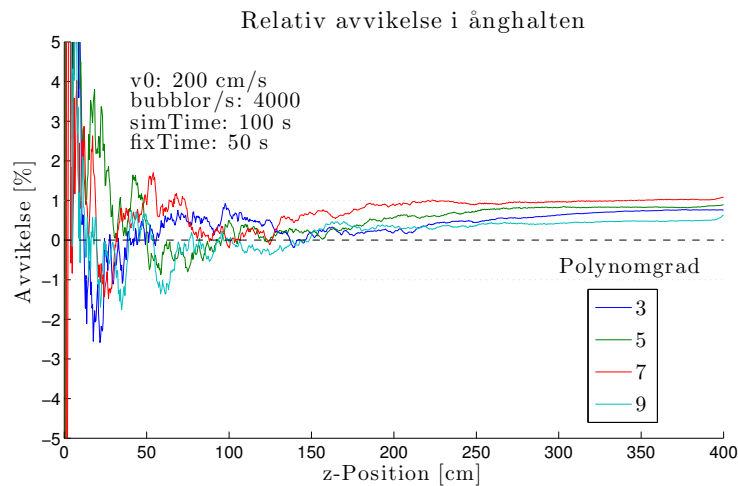
4.4.1 Polynomgrad

Hastigheten som bubblorna rör sig med i modellen bygger på en hastighetsprofil som approximeras med ett polynom. Beroende på vilket gradtal på polynomet som väljs påverkas modellens utseende och beteende. I figur 16 visas det relativa felet mellan den lästa hastighetsprofilen och profilen som fås från den slutgiltiga genomsnittliga ånghalten enligt ekvation (6). Det relativa felet avtar till synes med ökat gradtal och för gradtal svarande mot sju respektive nio kan konstateras att de håller sig inom en felmarginal på 1%, något som till stor del även är sant för femtegradspolynomet, som endast avviker mer än detta vid två tillfällen över kanalen. Gradtal tre kan ses avvika något mer än i de andra tre fallen.



Figur 16: Figuren illustrerar det relativa felet mellan den lästa hastighetsprofilen och den, från ånghalten, framtagna hastigheten vid sluttiden av simuleringen för respektive polynomgrad. De olika kurvorna svarar mot simuleringar med olika gradtal på polynomapproximationen.

En jämförelse av den relativa avvikelsen i ånghalten vid 50 sekunder mot den vid 100 sekunder för de olika polynomapproximationerna kan ses i figur 17. Här går att se att avvikelserna i alla fyra fallen håller sig inom en felmarginal på 1% över majoriteten av kanalen. Vidare kan konstateras att sjundegradsapproximationen visar på en större avvikelse än de andra tre approximationerna. Till skillnad från avvikelsen i hastighetsprofilen visar här tredjegradsapproximationen på en mindre avvikelse än femtegradsapproximationen. Det går att konstatera att niondegradsapproximationen uppvisar den minsta avvikelsen i ånghalten såväl som i approximationen av hastighetsprofilen.



Figur 17: I figuren visas den relativa avvikelsen i den genomsnittliga ånghalten vid 50 sekunder mot den slutgiltiga som fås efter 100 sekunders simulering. De olika kurvorna korresponderar mot simuleringar där hastighetsprofilen approximerats med polynom med olika gradtal.

4.5 Transittider

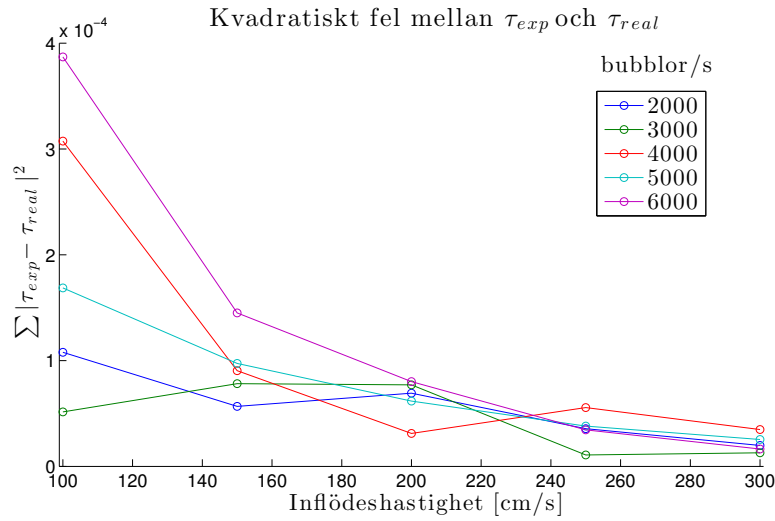
De experimentella transittiderna, via korskorrelationen, och de faktiskt simulerade transittiderna via hastighetsprofilen har beräknats för varje simulering. En av simuleringarnas transittider visas i tabell 1 med dess relativa skillnad, uttryckt i procent. Ur tabellen ses att differensen mellan transittiderna är som störst i botten och toppen av reaktorhärden för att sedan vara som minst i mitten av kanalen, där produktionen av bubblorna är som störst.

Under simuleringen placerades även en detektor vid 5 cm där transittidernas relativa skillnad i procent var 6,5%. Från tabellen ses även att det inte går att säga om det är de experimentella eller de faktiskt simulerade transittiderna som är störst, utan dessa varierar. I den utvalda simuleringen har inflödes hastigheten satts till 250 cm/s med 3000 bubblor genererade per sekund. Fixeringstiden är satt till 50 sekunder och den totala simuleringstiden till 100 sekunder.

Tabell 1: Tabell över experimentella transittider τ_{exp} , faktiska simulerade transittider τ_{real} samt deras relativa skillnad uttryckt i procent. z_{start} är positionen på detektorn där neutronbrusmätningen startade och z_{stopp} där mätningen slutade.

z_{start} [cm]	z_{stopp} [cm]	τ_{exp} [s]	τ_{real} [s]	$\frac{ \tau_{real}-\tau_{exp} }{\tau_{real}}$ [%]
340	380	0,123	0,124	0,766
300	340	0,124	0,124	0,075
270	300	0,094	0,094	0,104
240	270	0,097	0,097	0,010
210	240	0,101	0,101	0,185
180	210	0,105	0,105	0,146
130	180	0,187	0,186	0,104
100	130	0,116	0,117	1,009
60	100	0,161	0,160	1,134
40	60	0,082	0,080	1,902
20	40	0,078	0,080	2,081

I figur 18 visas summan av den kvadratiska differensen mellan de experimentella och de faktiskt simulerade transittiderna, $\sum |\tau_{exp} - \tau_{real}|^2$. Ur figuren ses att felet minskar med ökande inflödes hastighet och att den inbördes ordningen av antalet genererade bubblor per sekund varierar för en fixerad inflödes hastighet.

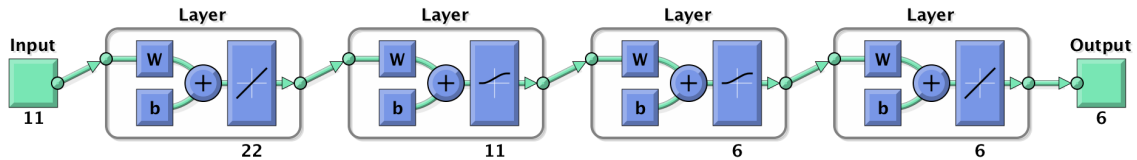


Figur 18: Figuren visar summan av den kvadratiska differensen hos samtliga 11 transittider för de 25 genomförda simuleringarna.

4.6 Artificiellt neuralt nätverk

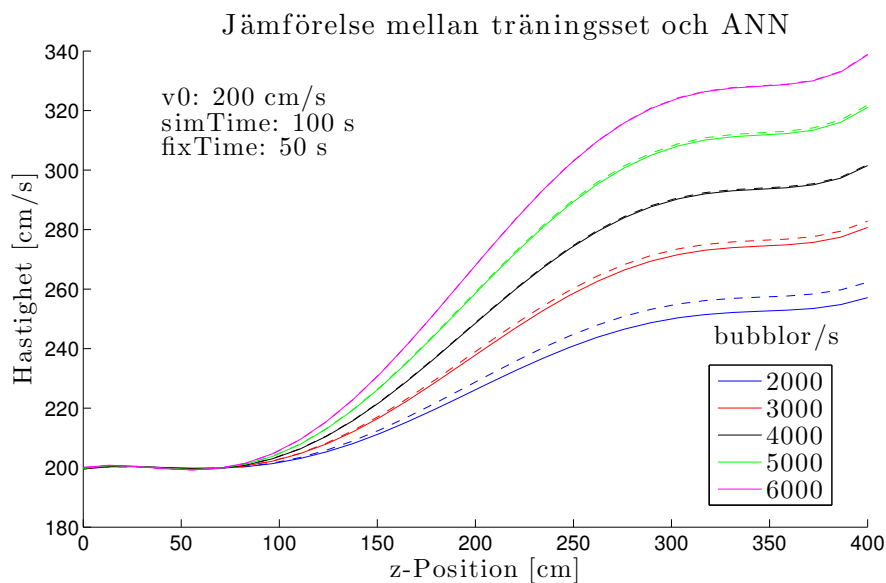
I figur 19 ses att det färdiga neurala nätverket baserat på de 25 utförda simuleringarna. Nätverket tar, som figuren illustrerar, in 11 transittider som indata som är framtagna från neutronbruset med hjälp av korskorrelation. Därefter bearbetas datan i fyra lager: det första och sista utgörs av så kallade *purelin*-lager, medan det

andra och tredje är baserade på *logsig*-funktionen (se avsnitt 2.4). Nätverket är rent kaskadkopplat utan fram- eller återkoppling. Antalet separata neuroner (som alltså alla innehåller egna optimeringsparametrar, w och b) för varje lager är, i ordning, 22, 11, 6 respektive 6 stycken. Nätverket matar sedan ut sex koefficienter till det femtegradspolynom som läses utifrån hastighetsprofilen i simuleringarna. Träningen



Figur 19: Figur över det använda artificiella neurala nätverket för de 25 genomförda simuleringarna. Antalet neuroner i varje lager går att utläsa under respektive ikon. Detta gäller även för in-/utdata till nätverket.

av nätverket stoppades då det maximala antalet iterationer på 10000 uppnåddes. Värdet på parametern *Performance*, som alltså motsvarar minsta-kvadrat-felet, hade då ett värde på $1,42 \cdot 10^{-9}$. Samtidigt hade felgradienten nått ett värde på $5,05 \cdot 10^{-6}$, vilket sammantaget innebär stabilt och litet fel.

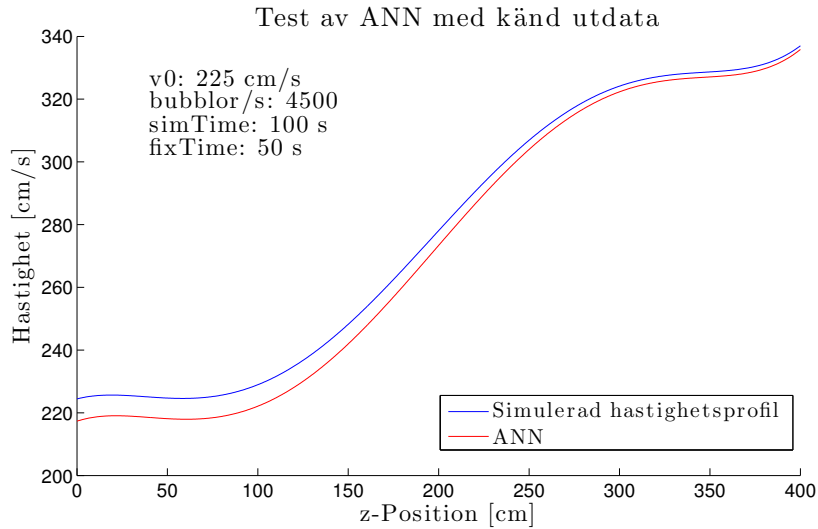


Figur 20: Figuren visar fem simuleringar med inflödehastigheten $v_0 = 200$ och *bubbles/s* varierad från 2000 till 6000. De hela linjerna visar femtegradspolynomet som läses i varje körning, medan de streckade linjerna är ANN:ets rekonstruktioner av dessa.

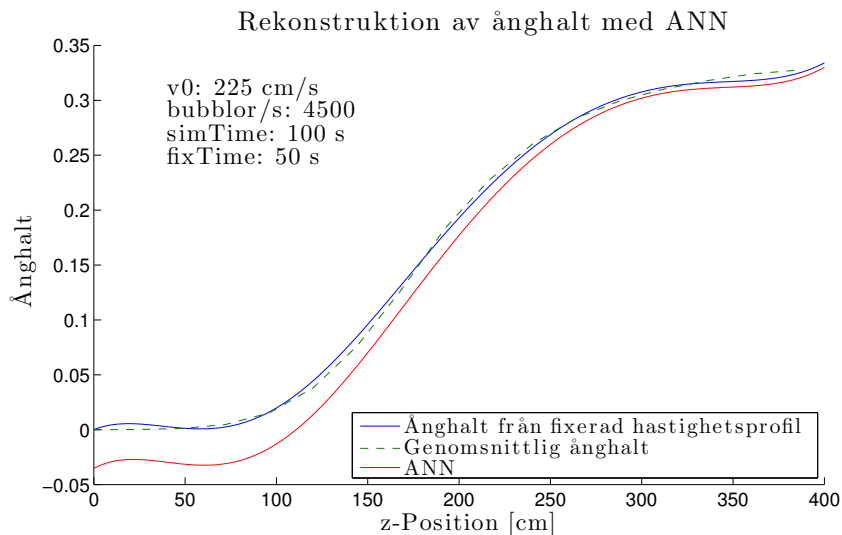
Det neurala nätverkets faktiska mappning av de hastighetsprofiler som används vid träningen av nätverket redovisas i figur 20. I figuren syns fem simuleringar med en inflödehastighet på 200 cm/s samt antalet genererade bubblor per sekund varierande från 2000 till 6000. Notera att ANN:ets resultat överensstämmer sämst för simuleringen med ett lågt antal genererade bubblor per sekund.

För att visa generaliteten hos det framtagna nätverket visas sedan mappningen av hastighetsprofilen till en simulering med inflödehastighet på 225 cm/s och 4500 genererade bubblor per sekund, se figur 21. Då båda dessa värden ligger mitt emellan

värden som nätverket tränats med utgör de en punkt i nätverkets målområde men befinner sig samtidigt så långt ifrån kända hållpunkter som möjligt. Det går i figuren att se att ANN:ets mappning visar ett likartat beteende som det riktiga polynomet men att det skett en förskjutning samt en lätt deformation.



Figur 21: I figuren ses att ANN:ets hantering av det låsta polynomet från en simulering med parametrar som ligger mitt emellan värden som använts för att träna nätverket; $v_0=225$ och $\text{bubblor/s}=4500$.



Figur 22: Resultat vid rekonstruktion av ånghalt med hjälp av ANN för en körning som inte tillhör nätets träningsset. Profilen jämförs med den som fås från såväl den fixerade hastighetsprofilen som den genomsnittliga ånghalten.

Den slutliga applikationen av det framtagna artificiella neurala nätverket är att rekonstruera ett systems ånghaltprofil utifrån de experimentellt erhållna transittiderna. Övergången från rekonstruerad hastighetsprofil till ånghalt sker via ekvation (19). Resultatet för simuleringen med inflödes hastigheten 225 cm/s och 4500 generade bubblor per sekund (vilket, som nämnt ovan, inte är en körning från nätets

träningsset) går att se i figur 22. Resultatet från ANN:et jämförs här med ånghalten som kan fås från simuleringens fixerade hastighetsprofil samt den från dess genomsnittliga ånghalt. Nätets utdata resulterar i en ånghaltsprofil som är något låg för låga z -värden, men som överensstämmer relativt väl högre upp i kanalen.

5 Diskussion

Av resultaten att döma verkar simuleringar, även med den utökade modellen, vara en rimlig metod för att ta sig an de analyser av reaktorhärden som redogjorts för i avsnitt 1. Detta diskuteras och förklaras nu mer ingående med förslag till vidare analys och förbättringar för modellen såväl som för ANN:et. Även en redogörelse för de parametrar som använts i systemet som helhet läggs fram och en utvärdering görs.

Visualiseringen av modellen, som kan ses i figur 8, ser rimlig ut. Mängden bubblor ökar längs med kanalen för att vara klart störst i slutet. Detta är även något som bekräftas av ånghaltsprofilen. Det går att se ett fåtal bubblor med något mindre radier, medans den stora mängden ser ut att befinna sig i maxtillståndet.

5.1 Val av transienttid

Det kan konstateras att transientförloppet, som det som antyds i figur 9, till stor del är över efter ungefär två till tre sekunder. Vidare är det uppenbart att approximationen inducerar förändringen till en mer fysikalisk profil, med högre ånghalt i slutet av kanalen. En möjlig förklaring till det initiala utseendet är att hastigheten i simuleringens första 25 sekunder beräknas punktvis enligt ekvation (6). Detta medför att en grupp bubblor vid en viss z -koordinat kan tilldelas en högre hastighet än bubblor längre upp i kanalen. Denna grupp kommer då propagera genom kanalen och samla upp fler bubblor, som leder till en ännu högre ånghalt för gruppen och således även en högre hastighet. Konsekvensen av detta är att toppen av kanalen töms på bubblor. När hastigheten istället approximeras till en kontinuerlig funktion, som också ligger till grund för att resonemanget om masskonservering skall gälla, ses en direkt respons som pressar upp ånghalten i slutet av kanalen.

Valet av transienttid enligt $t_{tran} = h/v_0$ bör enligt förloppet som presenteras i figur 9a vara en bra uppskattning då det inledande transienttillståndet då verkar ha passerat. Vidare ses från figur 10 att det även här tar mindre än h/v_0 sekunder för ånghalten att stabiliseras till den nivå som kan antas vara stationärnivån.

5.2 Bubblornas fysikaliska rimlighet

Bubblorna genereras i modellen i klumpar, huvudsakligen för att undvika en sannolikhet för bubbelgeneration som är större än ett. Detta beteende är emellertid inte vidare fysikaliskt rimligt. Ett alternativ skulle vara att betrakta bubbelgenereringen

som en förnyelseprocess. Denna process skulle kunna tänkas modelleras som en Poissonprocess med intensiteten svarande mot antalet genererade bubblor per sekund. Tiderna mellan två genererade bubblor kommer då vara oberoende av varandra och vara exponentialfördelade. Detta skulle ge en mer fysikaliskt rimlig modell för genereringen av bubblorna. De kommer då genereras helt oberoende av varandra, vilket kan tänkas vara mer likt den verkliga processen. Även för denna process kan kommenteras att hänsyn behöver tas så att inte fler än en bubbla förväntas genereras per tidssteg.

5.2.1 Fysikaliska brister

Som nämnts i avsnitt 3.2.2 genereras bubblorna direkt i kanalen, med störst sannolikhet för generering i mitten. De flyttar sig sedan självständigt genom kanalen, rakt upp, utan att interagera med omgivande bubblor. De fysikaliska aspekter som försummas är bland annat all typ av värmeöverföring i systemet, sammanslagning av bubblor samt att bubblorna i realiteten bildas längs kanalens väggar för att strömma in mot kanalens mitt.

Avsaknaden av interaktion mellan bubblorna medför att den nuvarande modellen aldrig kommer kunna modellera de mer komplicerade flöden och flödesregimer, som nämns i avsnitt 1.1.1. I ett idealt fall skulle flödet och bubblorna simuleras med hjälp av mer komplexa metoder härstammande ur teorin för beräkningsströmningsdynamik (*Computational Fluid Dynamics*) och kanske även med hjälp av någon tredjepartsprogramvara. Även om en sådan modell skulle realisera flödet och kokningsprocessen mer fysikaliskt följer problem med hur bruset skall simuleras från dessa modeller. I dessa modeller är det i praktiken omöjligt att följa varje individuell bubbla, vilket således skulle kräva en alternativ metod för att simulera neutronbruset i systemet. Utöver detta skulle en sådan modell troligtvis leda till att den redan omfattande beräkningstiden skulle öka ytterligare.

5.3 Beräkningstid och simulerat tidsintervall

En stor nackdel med den implementerade modellen är den beräkningstid som krävs för att genomföra en simulering, vilken för en normalsimulering uppgår till ungefär ett och ett halvt dygn på den tillgängliga utrustningen. Detta begränsar också valet av det simulerade tidsintervallet och de utvärderade körningarna ges ett simulerat tidsintervall på totalt 100 sekunder. De inledande fyra sekunderna avsätts för att försätta systemet i ett första stationärt tillstånd. Efter det görs ett steg på 46 sekunder för att bestämma hastighetsprofilen för systemet vid stationärtillstånd. Endast de sista 50 sekunderna kan anses vara dedikerade för att samla in data. Vad som kunnat ses i ånghaltsprofilerna, såväl som i hastighetsprofilerna, är att de tenderar att förändras under simuleringens gång. Med en längre simuleringstid skulle detta eventuellt kunna undvikas. Det kan dock inte uteslutas att detta beteende induceras från andra källor, som till exempel en inexact approximation av hastigheten. Längre simulerade tidsintervall medför i första hand ett ökat statistiskt underlag för

framtagning av hastighetsapproximationen vid fixeringstiden samt för neutronbrus-signalerna.

Transittiderna som erhållits från de simulerade neutronbrus-signalerna kan, i tabell 1, ses ligga relativt nära de tider som faktiskt gäller för simuleringssystemet. Varvid en ytterligare ökning i det simulerade tidsintervallet i detta avseende anses endast kunna påverka resultatet marginellt. En kortare simulering skulle däremot kunna innebära en försämring av transittiderna, då de till stor del bygger på statistiken från bubblornas rörelser.

Det valda intervallet på 100 sekunder, med 50 sekunders datainsamling, kan således ses som en bra kompromiss mellan beräkningstid och erhållet resultat.

5.4 Giltigt parameterområde för modellen

Modellen är uppbyggd så att bubblornas position och radie sparas i varsin vektor. Längden på denna vektor bestämmer hur många bubblor modellen klarar av och styr därmed även hur hög ånghalten i systemet kan bli. För den framtagna modellen valdes detta maxvärde till 5000, något som gjorde att modellen, för vissa värden på antalet genererade bubblor per sekund samt inflödeshastigheten, blev mättad. Från figur 13a fås att åtminstone fem av simuleringarna verkar ha begränsats av modellens maxantal bubblor, vilket antas påverka resultaten som dessa simuleringar producerar. Detta är något som också kan ses i figur 11a, där ånghalten mycket riktigt ser ut att förbli på samma nivå för de sista simuleringarna, oberoende av förändringen i antal genererade bubblor per sekund. Det kan även konstateras att detta beteende helt överensstämmer med det som förutsäges utifrån området i figur 13b, där en inflödeshastighet på 150 cm/s medför att modellsystemet mättas för fler än 4800 bubblor per sekund. Modellen kan i sin nuvarande form modellera en maximal ånghalt på ungefär 43%. Om ett högre värde skulle vara önskvärt krävs att antingen antalet bubblor i systemet eller bubblornas storlek ändras. De flöden som betraktas i denna studie antas väl kunna modelleras för en ånghalt på ungefär 40%, varför begränsningen i sin nuvarande form valts som en rimlig kompromiss mellan storleken på modellområdet och tiden som krävs för simulering.

Den inte helt konstanta separationen mellan profilerna, som presenteras i figur 12, kan förklaras av att bubblornas radie fördubblas varje förfluten sekund, oberoende av inflödeshastigheten. De långsammare hastigheterna genom systemet tillåter fler bubblor att nå maxtillståndet i radie och kan vara en förklaring till varför profilerna för de snabbare inflödeshastigheterna ligger tätare än de långsammare.

5.5 Hastighetsapproximation

Bubblornas hastighet approximeras i modellen med ett polynom, som i enlighet med principen om masskonservering uppfyller kravet på att vara kontinuerlig. I avsnitt 4.4.1 presenteras modellens respons på valet av gradtal på polynomapproximationen.

Det som kan ses är att ett ökat gradtal medför en bättre approximation av hastighe- ten, vilket styrks av figur 16 där den fixerade hastigheten för gradtal fem och större endast avviker med ungefär 1% från hastigheten som bestäms från den avslutande genomsnittliga ånghalten. Simuleringens stabilitet med avseende på ånghalt uppvi- sar inte samma trend utan här är avvikelserna minst för niondegradspolynomet följt av gradtal tre, fem och sju i den ordningen.

En mindre avvikelse i de relativa ånghalterna medför att approximationen, som den fixerade hastigheten innebär, är relativt nära systemets faktiska beteende. Med högre gradtal följer ett hårdare krav på återskapandet av hastighetsprofilen, där det krävs $n + 1$ transittider för att återskapa en hastighetsprofil med gradtal n . Då det relativa felet för femtegradspolynomet till stort ligger inom en rimlig felmarginal, på 1%, och då det endast krävs sex transittider för att återskapa hastigheten är det denna approximation som väljs att användas i modellen. Detta val styrks ytterligare av att sjundegradspolynomet kan ses ha en större relativ avvikelse med avseende på ånghalten. För att förbättra modellen, från gradtal fem till nio, skulle det således krävas en ökning av gradtalet med fyra, något som bidrar till att totalt tio transit- tider skulle behöva användas. Detta anses vara ett för hårt krav och som minskar friheten i analysen i så pass stor grad att fördelarna inte överväger nackdelarna. Utöver den stora avvikelserna i hastigheten för tredjegradspolynomet är dess något mindre fysikaliska beteende med avseende på hastigheten en anledning till att förkasta det som val. Både maxima och minima till tredjegradspolynomet riskerar att hamna inom det simulerade intervallet och medför i så fall att hastigheten minskar vid två tillfällen längs kanalen. Detta är något som inte återkommer i approximationen med ett femtegradspolynom.

Det skulle gå att approximera hastighetsprofilen, både under den andra transientti- den och för den låsta profilen, med någonting annat än ett polynom. Detta har inte utvärderats men nämns ändå som en kommentar till att utveckla modellen eftersom det framför allt, för rätt funktion, skulle kunna krävas färre transittider (vilket be- tyder färre detektorer) för att få en bra lösning. Framför allt är detta intressant då antalet tillgängliga detektorer i en verklig reaktor, som nämns i avsnitt 1.1, är begränsat.

5.6 Ånghalt och hastighetsprofil

Ånghalten kan i figur 14 ses öka något över tiden genom simuleringen. I det ideala fallet, med ett helt stationärt tillstånd, skulle den genomsnittliga ånghalten hållas helt konstant. På grund av beräkningstiden har det inte varit möjligt att utvärdera huruvida en längre simuleringstid eventuellt skulle kunna motverka detta problem eller om det är något som induceras från en inte helt perfekt approximerad has- tighetsprofil. Det förväntade fysikaliska beteendet är en strängt växande hastighet genom kanalen, något som till stor grad uppfylls av den hastighetsapproximation som till exempel kan ses i figur 15. Som diskuteras vidare i avsnitt 5.5 kan det kon- stateras att ett högre gradtal på polynomapproximationen skulle medföra ett mer fysikaliskt rimligt utseende, men att det finns andra nackdelar med att göra denna

förändring av modellen. Det framkommer ytterligare att den avslutande toppen i hastighetsapproximationen, som kan ses i figur 15, medför en nedgång i ånghalten i slutet av kanalen. Denna nedgång ses extra tydligt i figur 12 för simuleringen med en inflödeshastighet på 100 cm/s. Även om detta är en defekt i modellen, uppkommer det i en del av kanalen som inte är av primärt intresse och som endast marginellt påverkar resultatet genom analysen.

5.7 Evaluering av transittider

Transittiderna från tabell 1 uppvisar en maximal differens på 2,1% och det kan observeras att tiderna skiljer sig mest åt vid kanalens ändpunkter. Anledningen till detta är att fler bubblor produceras i mitten av kanalen. Dessa bubblor tar sig upp till toppen och kan därmed bidra till korskorrelationsberäkningarna. Det faktum att bubblorna i mitten inte transporteras nedåt i systemet och bristen på antalet bubblor i de nedre regionerna innebär att transittiderna skiljer sig mer, vilket kan konstateras från tabell 1. Simuleringarna inkluderar en detektor vid 5 cm vilken gav fel på cirka 6,5%. Även detta kan förklaras av det låga antalet bubblor och transittiden mellan detektorerna vid 5 cm och 20 cm tas därför inte med i vidareanalysen.

Från figur 18 ses att summan av det kvadratiske felet mellan transittiderna τ_{exp} och τ_{real} är som störst för låga inflödeshastigheter. En trolig förklaring till detta är att korskorrelationen jämför hur lika neutronbrussignalerna från två detektorer är. Vid en låg inflödeshastighet tar bubbeltransporten en längre tid och det hinner produceras fler bubblor. Dessa ger störningar till signalen och transittiderna skiljer sig åt mer. Det ska även poängteras att det maximala felet gavs av två parametrar, vilka enligt figur 13 ger en situation där modellsystemet är fullt och ej är representativt. Det faktum att systemet hela tiden matas in med olika antal bubblor vid varje generering beroende på hur många bubblor som tagit sig ut ur systemet i föregående tidsteg bidrar till att större fluktuationer kan ske. Vidare ses från figuren att bubbelproduktionen per sekund inte följer någon speciell rangordning för en fixerad inflödeshastighet.

5.8 Utvärdering av artificiellt neuralt nätverk

Utifrån hur nätverket hanterar mappning av de 25 simulering som det har tränats med är resultaten mycket lovande. Samtliga uppvisar en korrekt natur med endast mindre förskjutningar och deformationer. Den trend som egentligen går att urskilja är att avvikelserna för simuleringarna med låg bubbelgenerering (bubblor/s på 2000 eller 3000) är något sämre. Detta skulle kunna bero på bristande kvalitet hos transittiderna. Den låga bubbelgenereringen stör funktionen som bestämmer korskorrelationen hos neutronbruset, vilket i sin tur leder till avvikelser i de experimentellt framtagna transittiderna.

När nätet matas med körningen med mellanliggande värden för inflödeshastigheten och antal genererade bubblor per sekund är resultatet något sämre. Värt att note-

ra är att mappningen är som sämst längre ned i reaktorn, något som kan kopplas till att differensen hos de olika typerna av transittider är som störst vid de lågt placerade neutrondetektorerna. Detta skulle därför kunna vara resultatet av en statistisk avvikelse. Skillnaderna må vara större än för simuleringarna i träningssetet, men mappningen är fortfarande av rätt natur och en tillräckligt god rekonstruktion av hastighetsprofilen för många ändamål. Slutsatsen som går att dra dock är att ANN:et är relativt bundet till de parameterpunkter som används vid träningen, och dess flexibilitet kan troligen bara ökas av ett större träningsset som inkluderar fler parameterkombinationer.

Nätverkets struktur är framtagen utifrån kvalificerade gissningar med efterföljande utvärderingar. Då antalet kombinationer är i princip oändligt är det svårt att bekräfta att en framtagen struktur är optimal. Istället undersöks huruvida den sköter sin uppgift enligt specifikationerna väl och väljer därefter den variant som tycks prestera bäst. Upplägget med 22, 11, 6 och 6 neuroner är en tydlig övergång från mycket information till mindre. Användandet av just *purelin* och *logsig*-funktioner enligt konfigurationen i figur 19 är lyckosam, men svår att motivera i detalj.

Antalet transittider i de använda simuleringarna är satt till 11, vilket motsvarar en uppsättning med 12 detektorer. Hur många detektorer som faktiskt finns att tillgå varierar mellan olika reaktoranläggningar, och hur många transittider som nätverket faktiskt får arbeta med är därför oftast inte så högt som 11. Oftast finns det endast fyra neutrondetektorer installerade i en reaktor. Ett femtegradspolynom byggs av sex olika koefficienter, och en uppsättning på åtminstone sex transittider är då att föredra. Exakt hur nätet kan tränas till att hantera indata av mindre storlek är inte något som utvärderats, men baserat på att mängden information in i nätet minskar är det möjligt att mappningens exakthet skulle kunna ta skada. Hur många simuleringar för träning som krävs för mindre uppsättningar med transittider är också av intresse vid en sådan studie.

Hastighetsprofilen används även för att rekonstruera ånghalten enligt ekvation (19). Från figur 22 ses att problemen från hastighetsprofilen angående de lågt placerade detektorerna framgår även här. Eftersom nätverket ger en initialhastighet som är mindre än vattnets inflödes hastighet blir ånghalten vid inloppet negativ. Avvikelsen i sig är inte stor, men i och med att negativ ånghalt inte är fysikaliskt påverkar det resultatets relevans. Ånghalten som ANN:et producerar för den övre delen av kanalen överensstämmer väl med exempelvis den genomsnittliga ånghaltsprofilen från simuleringen, och resultatet i denna region kan därför anses vara mer realistiskt.

6 Slutsatser

Vidareutvecklingen av modellen kan anses vara ett bra sätt att modellera reaktor-systemet på ett mer fysikaliskt sätt. Resultaten har inte jämförts med verklig data vilket skulle kunna ses över vid fortsatta studier och analyser. Den ökade komplexiteten har bidragit till längre beräkningstider och har även varit en begränsande del i projektet. Ytterligare optimering av koden anses inte vara en rimlig lösning för att

minska beräkningstiden, utan modellen behöver sannolikt revideras.

Hastighetsapproximationen bör från analyserna idealt väljas till att vara ett niondegradspolynom, men har i modellen valts att göras med ett femtegradspolynom. Anledningen till det valet är kompromissen mellan antalet transittider som behövs för att återskapa hastighetsprofilen och noggrannheten i approximationen. I båda fallen följer dock problem när det kommer till antalet installerade detektorer i dagens reaktorer, som normalt endast är fyra stycken. Andra approximationer av den kontinuerliga hastighetsprofilen för att styrka masskonserveringen i systemet tillsammans med de faktiska möjligheterna för installation av nya detektorer i dagens reaktorer är något som bör fokuseras på vid en fortsatt studie av modellen och dess tillämpningar.

Överföringen från transittider till hastighetsprofil via ANN kan ses som en lyckad metod för att återskapa hastighetsprofilen i systemet. Den resulterande ånghaltsprofilen kan dock konstateras vara något grov, men kan vittna om ett ungefärligt utseende. Då antalet variabler i ANN:et i praktiken är oändligt uppmuntras vidare undersökningar av konfigurationen av nätverket vid fortsatta studier.

Som konsekvens av projektets tidsbegränsning tillsammans med den extensiva beräkningstiden för modellen, så har inte antalet neutrontektorer och deras positioner varit något som undersökts. Även detta torde vara en bra punkt för vidare analys och tillsammans med en ytterligare översikt av approximationen av hastighetsprofilen kan detta medföra en ökad noggrannhet såväl som effektivitet för modellen.

Referenser

- [1] International Atomic Energy Agency (IAEA). Power Reactor Information System. *Statistik om kärnkraftsanvändning*. [Elektronisk; 2014-05-13] <http://www.iaea.org/PRIS/>.
- [2] Svensk Kärnkraft. *Fakta om kärnkraft*. [Elektronisk; 2014-04-10] <http://www.svenskkarnkraft.se/fakta-om-karnkraft/>. 2014.
- [3] Buongiorno J. *Notes on two-phase flow*. [Elektronisk; 2014-02-14] http://ocw.mit.edu/courses/nuclear-engineering/22-06-engineering-of-nuclear-systems-fall-2010/lectures-and-readings/MIT22_06F10_1ec13.pdf. 2010.
- [4] Lamarsh JR, Baratta AJ. *Introduction to Nuclear Engineering*. Upper Saddle River, New Jersey. Prentice Hall. 2001.
- [5] International Atomic Energy Agency (IAEA). Asian Nuclear Safety Network. *Training Material on TRIGA Research Reactors: TRIGA Reactor Characteristics*. [Elektronisk; 2014-05-08] <http://ansn.iaea.org>. 2005.
- [6] Statens Kärnkraftinspektion. *Störningshandboken: Rapport 03:02*. SKI, Stockholm. 2003.
- [7] Crane TW, Baker MP. *Neutron Detectors* (379–406). 1991.
- [8] Fry DN, March-Leuba J, Sweeney FJ. *Use of Neutron Noise for Diagnosis Of In-Vessel Anomalies in Light-Water Reactors*. [Elektronisk; 2014-05-07] <http://web.ornl.gov/info/reports/1984/3445600216228.pdf>. 1983.
- [9] Dykin V, Pázsit I. *Simulation of in-core neutron noise measurements for axial void profile reconstruction in boiling water reactors*. American Nuclear Society, Inc., 555 N. Kensington Avenue, La Grange Park, Illinois 60526 (United States). 2012.
- [10] Pázsit I, Demaziere C. *Noise techniques in nuclear systems II: Power Reactor Noise*. Nuclear Engineering, Department of Applied Physics, Chalmers University of Technology. 2012.
- [11] Nelson II, Sigurd A. *An Introduction to Curve Fitting and Neural Nets*. University of Michigan Design Laboratory. 1997.