

Forskningsprogram
angående
härddiagnostik med neutronbrusmetoder

Etapp 2. Slutrapport

I. Pázsit, N. S. Garis och O. Thomson

**Institutionen för Reaktorfysik
Chalmers Tekniska Högskola
Göteborg 1996**

Forskningsprogram angående härddiagnostik med neutronbrusmetoder: Etapp 2

SAMMANFATTNING

Projektets Etapp 2 har genomförts under tiden 1995-04-30 till 1995-12-30. Projektets långsiktiga mål är utarbetning av brusmetoder för identifiering och lokalisering av störningar i reaktorhårdar. Som det har beskrivits i slutrapporten till Etapp 1, Ref. [1], består denna process av två huvuddelar. Först löses det sk direkta problemet, dvs man beräknar det rums- och frekvensberoende neutronbruset, framkallat av en specifik störning, genom en faltning av systemets överföringsfunktion och bruskillan, dvs själva störningen. Varje störningstyp (stavvibration, kokning osv) kan representeras via en lämplig modell. Överföringsfunktionen motsvarar den ostörda reaktorn och kan därför beräknas oberoende av störningen. Andra steget i diagnostikprocessen (också kallat det indirekta problemet) består av invertering ("unfolding") av den ovannämnda konvolutionen. Syftet är att på detta sätt bestämma störningens parametrar utifrån det uppmätta neutronbruset och den kända överföringsfunktionen.

Tidigare arbeten har varit baserade på enkla (analytiska) reaktormodeller för beräkning av överföringsfunktionen och analytiska inverteringsmetoder. Syftet med detta projekt är däremot att beräkna överföringsfunktionen i realistiska fall samt att utarbeta kraftfulla inverteringsmetoder som inte kräver analytiska uttryck för överföringsfunktionen.

Ett ytterligare syfte med projektet är att parallellt med huvudlinjen, studera och möjligen lösa vissa utvalda konkreta diagnostikproblem, där mätningen är direkt och ingen unfolding behöver göras. Exempel på sådana problem är BWR-svängningar samt detektorsondvibrationer. Metoder för att upptäcka och kvantifiera sådana fenomen kan ges via bearbetning av mätdata samt användandet av enkla modeller och numerisk simulering.

Ett annat syfte med projektet är också att bygga upp kompetens inom institutionen vad gäller härdberäkningar, reaktordynamik och brusdiagnostik för att kunna lösa konkreta problem på bästa sätt. Det genomförda programmet i Etapp 2 består av följande delar:

Del 1. Fortsatt undersökning av förenklade modeller för beräkning av neutronbrus

I Etapp 1 har överföringsfunktionen beräknats för två olika fall. Dels har den komplexa rums- och frekvensberoende överföringsfunktionen beräknats i ett endimensionellt system (både exakt och med användande av den adiabatiska approximationen), dels har överföringsfunktionen och neutronbruset studerats i en tvådimensionell cylindrisk reaktor med en viss förenkling av problemet. Förenklingen bestod i att ekvationens komplexa delar har försumrats, vilket innebär att hänsyn till fördröjningseffekter i signalutbredningen ej har tagits.

Målsättningen i föreliggande studie var bl a att beräkna och studera den fullständiga komplexa rums- och frekvensberoende överföringsfunktionen i två dimensioner. Lösningen för detta fall kan anges analytiskt, som en summa av produkter mellan Bessel- och trigonometriska funktioner med komplexa argument. En programkod har skrivits och implementerats för att beräkna och analysera den komplexa överföringsfunktionen och det alstrade neutronbruset. Flera numeriska problem behövde lösas för att kunna hantera Bessel-funktioner med stora och komplexa argument. Algoritmen och programkoden har testats och verifierats för flera olika typfall.

Under dessa test har ett nytt fenomen upptäckts. Vi har observerat att fasfördröjningen i härden, som funktion av frekvensen, inte är monoton, utan visar en oscillation inom den s.k. "platå-regionen" vilket är $0.1 < \omega < 100$ rad/s för lättvattenreaktorer. Detta faktum har betydelse för tillämpbarheten av de punktkinetiska och adiabatiska approximationerna, och likaså för diagnostik som syftar till att lokalisera störningar. Det sistnämnda är nämligen baserad på rumsberoendet hos neutronbruset, dvs avvikelser från punktkinetik. Observationen betyder att avvikelserna är större för frekvenser som ligger vid undre kanten av platå-regionen än på mitten av den. En artikel om de ovannämnda rumsberoende fenomenen har skrivits och antagits för publicering, se Ref [2]. En liknande paradox inom punktreaktorbetendet har också analyserats och publicerats, se Ref. [3].

Med den komplexa 2-D överföringsfunktionen kan neutronbruset, alstrat av olika störningar, studeras i ganska realistiska system. Detta kommer att ske i stor omfattning i programmets nästa etapp.

Del 2. Fortsatt undersökning av förutsättningar för invertering av brusberäkningar

Syftet här var att undersöka potentialen av inverteringsmetoder baserade på artificiella neurala nätverk (ANN) för att lösa diagnostikproblem. Detta gjordes genom tillämpning av ANN teknik på ett konkret problem, nämligen lokalisering av vibrerande styrstavar i en reaktor. En metod för styrstavslokalisering, baserad på en traditionell algoritm, har tidigare utarbetats och tillämpats av projektledaren. Metoden hade dock vissa nackdelar vilka gjorde den svår att automatisera. Det fanns därför förutsättningar att med tillämpning av ANN avhjälpa dessa nackdelar.

En algoritm, baserad på en 2-D modell av neutronbruset som utarbetats i Etapp 1 (med reell aritmetik) och ett s.k. framåtmatat ANN, har implementerats och undersökts grundligt. I framåtmatade nätverk fortplantas signalerna i *en* riktning från inenheter till utenheter. Ett stort antal brussignaler beräknades för olika styrstavpositioner och vibrationsegenskaper genom brusmodellen, vilka sedan användes i träningsfasen av nätverket. Nätverket optimerades m a p alla justerbara ANN parametrar (antal noder i det dolda lagret, learning och momentum rater, antalet träningspar, etc.). Det visade sig att det tränade nätverket kunde utföra identifikationen automatiskt, snabbt och med en "success rate" över 99%. Vidare har en metod för att indikera felidentifieringar utarbetats. Medan träningen kan vara tidsödande, tar identifiering av mätdata med ett tränat nätverk bara millisekunder i CPU tid, oavsett hur komplicerad modell man har använt.

Resultaten från arbetet har presenterats på ett antal konferenser [4] - [6]. Bidraget till en av konferenserna, Ref. [4], har blivit utvalt att ingå i en sårupplaga av Nucl. Sci. Engineering [7].

Del 3. Diagnostiska metoder för detektorvibrationer inkl upptäckt av stötar

Tidigare undersökningar har visat att förekomsten av stötar vid detektorsondvibrationer kan påvisas via två parametrar: a) breddning av vibrationstopparna i detektorernas effektspektrum (APSD) och b) avvikelse av signalernas amplitudfördelning (APD) från en Gaussfördelning. Eftersom APD-funktionen inkluderar alla frekvenskomponenter, är denna parameter relativt känslig för en dominerande bakgrund, något som försvårar tillämpning i många verkliga fall. Som tidigare föreslagits, skulle man möjligen kunna lösa detta problem genom att filtrera bort komponenter utanför ett smalt frekvensband runt vibrationstoppen. Detta har nu undersökts, både med simulerade signaler och mätdata från Barsebäck-1.

De nämnda parametrarna ger ett huvudsakligen kvalitativt mått på förekomsten av stötar. Kvantitativa mått kan fås genom att bestämma: a) kurtosis, vilket ger ett mått på avvikelserna från Gaussfördelning i APD och b) dämpkvoten för vibrationsfrekvensen. Den senare parametern har bestämts genom att beräkna autokorrelationen för en bandpassfiltrerad detektorsignal och har visat sig ge ett pålitligt mått på mängden stötar.

Del 4. Uppbyggnad av kompetens för användning a programmen CASMO och SIMULATE

Forskarassistent Ninos Garis har tillbringat 3 månader, 1 mars - 30 maj 1995 vid Studsvik of America (SOA) i Boston, USA. Han har utarbetat så kallade generiska modeller för både BWR och PWR, se [8]-[9]. Arbetet innebar sammanställning av input-filer tillhörande en färsk härd med godtyckligt (inom vissa ramar) bränsleinnehåll och framräkning av flera reaktorcykler till en jämviktshärd med patroner med olika utbränning, mm. Sådana modeller har ej funnits på SOA tidigare, eftersom företaget gör härddimensionering för kunder utgående från befintligt (delvis utbränt) bränslefförråd. Dessa modeller kommer att användas i institutionens fortsatta forskningsarbete, i synnerhet som stöd för att lösa konkreta diagnostikproblem för Ringhals. Genom vistelsen och arbetet har N. Garis fått en grundlig inledning till och erfarenhet av dessa koder. Fortsatt samarbete med SOA och Studsvik Core Analysis AB i Nyköping planeras också.

Research program in reactor core diagnostics with neutron noise methods: Stage 2

SUMMARY

Stage 2 of the program has been executed between 1995-04-30 through 1995-12-30. The long term goal of the project is to develop noise methods for identification and localization of perturbations in reactor cores. As is described in the Final Report of Stage 1 (SKI Rapport 95:14), such a program consists of two main parts. First, the so-called direct task is solved, i.e. the space- and frequency dependent neutron noise, induced by a specific perturbation (anomaly) is calculated, via a convolution of the transfer function of the system and the noise source, i.e. the perturbation. Each type of known perturbation (control rod vibration, boiling etc.) is represented through a suitable model with a few free parameters. The transfer function used belongs to the unperturbed reactor, and can thus be calculated independently from the perturbation. The second step, also called the indirect task, consists of the inversion or unfolding of the above mentioned convolution. The purpose here is to determine the searched parameters of the perturbation from the measured neutron noise and the known transfer function.

Most previous work is based on very simple (analytical) reactor models for the calculation of the transfer function as well as analytical unfolding methods. The purpose of this project is to abandon this restriction by calculating the transfer function in more realistic models as well as elaborating powerful inversion methods that do not require analytical transfer functions.

Concurrently with the main program, one further aim of the project is to study and possibly solve certain selected diagnostic problems where direct measurements can be made and thus no unfolding procedure is involved. Examples of such processes are BWR instability as well as detector string vibrations. Methods for detecting or quantifying such phenomena can be elaborated through processing of measurement data, simple modelling and numerical simulation.

A general aim of the project is to build up competence within the department regarding reactor physics calculations, reactor dynamics and noise diagnostics in order to be able to solve the concrete problems in the most effective way. The program executed in Stage 2 consists of the following parts.

Part 1. Further investigation of simplified models for the calculation of the neutron noise

In Stage 1, the transfer function was calculated in two different models. First, the complex space- and frequency-dependent transfer function was calculated in a one-dimensional (1-D) reactor model (slab reactor). Second, the transfer function and the neutron noise were calculated in 2-D cylindrical geometry, but with certain simplifications. These consisted of neglecting the complex parts of the equation, hence delay effects in the signal propagation in the core were not accounted for.

The goal in Stage 2 has been to calculate and investigate the complete, complex space- and frequency dependent transfer function in 2-D. The transfer function was derived in form of products of Bessel and trigonometric functions with complex arguments. A code has been

written and implemented for the numerical calculation of the transfer function and the induced noise. Certain numerical problems had to be solved in order to calculate Bessel functions with large complex arguments. The algorithm has been checked and verified.

During the tests, a new phenomenon has been observed. It turned out that the phase delay in the core is not a monotonically decreasing function of the frequency, rather it shows one oscillation within the plateau-frequency region which is $0.1 < \omega < 100$ rad/s for light water reactors. This fact has relevance to the applicability of the point kinetic and adiabatic approximations as well as for the diagnostics of locating perturbations. The localisation is entirely based on the space dependence of the noise, i.e. deviations from the point kinetic behaviour. The new observation implies that the chances of localisation are better at the lower part of the plateau region than at higher frequencies. A paper has been written on the above and has been accepted for publication [2].

With the complex 2-D transfer function the neutron noise, given rise by various perturbations, can be calculated in relatively realistic circumstances. This is planned during the next stage.

Part 2. Investigation of the possibility of noise source unfolding

The purpose here was to investigate the performance of artificial neural networks (ANN) to solve diagnostic problems. This was done by applying ANN techniques on a concrete problem, i.e. localisation of vibrating control rods. A method, based on a traditional algorithm has earlier been elaborated by one of us. The method had nevertheless certain drawbacks which made it difficult to use it automatically. It seemed probable that with the use of neural networks these problems could be eliminated.

A 2-D algorithm for the neutron noise, worked out in Stage 1 (with only real arithmetics) and a so-called feed-forward NN has been implemented and investigated thoroughly. A large number of vibration noise data were calculated with the model and used for training the network. The network was optimised with respect to all tunable parameters, i.e. number of nodes in the hidden layer, learning and momentum rate, and number of training patterns. The trained network could apparently identify the vibrating rod fast and automatically with a success rate over 99%. Further, a method has been elaborated for the indication of faulty identifications. The training itself was time consuming, but the actual identification by the trained network requires only a few msec CPU time, independently of how complicated the generation of the training data is (by e.g. realistic, numerical models).

The results have been reported at several conferences [4] - [6]. One of these, Ref. [4] has been selected to be included into a special issue of Nucl. Sci. Engineering [7].

Part 3. Diagnostical methods for detecting the vibrations and impacting of detectors

Earlier investigations showed that the occurrence of impacting with detector vibrations can be detected through two parameters: a) widening of the vibration peaks in the detector autospectra (APSDs), and b) the deviation of the signal amplitude distribution (APD) from a Gaussian. Since the APD function includes all frequency components, this parameter is relatively sensitive for a dominating background. This fact makes application of the APD for detecting of impacts difficult in practical cases. It has earlier been suggested that this problem might be alleviated by filtering out all noise components outside a narrow frequency band around the vibration peak. This suggestion has now been investigated, both in simulation and from measured data.

The parameters or indicators mentioned above yield a qualitative measure of the occurrence of impacting. Quantitative measures can be obtained by determining a) kurtosis, which is a parameter that describes deviations of an APD from Gaussian, and b) the decay ratio for the vibration frequency. The latter parameter was determined from the autocorrelation function of a bandpass filtered detector signal. It proved to yield a reliable indication on the intensity of impacting.

Part 4. Experience with use of the programs CASMO and SIMULATE

Research associate Ninos Garis has spent 3 months, between 1 March - 30 May 1995, at the Boston office of Studsvik of America (SOA), USA. He has elaborated so-called generic models for both BWRs and PWRs, see [8] and [9]. The work consisted of setting up input files, corresponding to a fresh core (consisting only of fresh fuel) with arbitrary fuel enrichment (within obvious limits) and calculating a number of fuel cycles until an equilibrium core was found with fuel elements of various burnups. Such models and setup files had not previously been available at SOA, since they undertake core loading for customers by using their existing fuel inventory, which consists of largely burnt-out fuel. The models worked out will be used in the future research work of the Department, especially in support of solving concrete diagnostic problems for Ringhals. Through the visit and the training, Dr. Garis has achieved a thorough introduction to and experience with these codes. Continued collaboration with SOA and Studsvik Core Analysis AB, Nyköping, is planned.

INLEDNING

Neutronbruset, framkallat av olika störningar, kan, som redovisats i föregående Etapp [1], uttryckas med följande formel:

$$\delta\Phi(\underline{r}, \omega) = \int G(\underline{r}, \underline{r}', \omega) S(\underline{r}', \omega) d\underline{r}' \quad (1)$$

Här betecknar $\delta\Phi(\underline{r}, \omega)$ rums- och frekvensberoende neutronbrus, $G(\underline{r}, \underline{r}', \omega)$ är reaktorns överföringsfunktion, och $S(\underline{r}, \omega)$ är bruskälla eller störning, bestående av fluktuationer i tvärsnittsdata (t.ex. $\delta\Sigma_a(\underline{r}, \omega)$). Överföringsfunktionen beror på det ostörda systemets data och kan därför beräknas utan att hänsyn tas till störningen. Störningen $S(\underline{r}, \omega)$ är ofta lokaliserad i två ($x - y$) eller tre dimensioner. Syftet med brusdiagnostik är att, via mätning av $\delta\Phi$ och vetskap om $G(\underline{r}, \underline{r}', \omega)$, bestämma olika parametrar av $S(\underline{r}, \omega)$. Detta görs genom invertering av sambandet (1). Det finns vanligen inget generellt sätt att invertera (1) i ett allmänt fall, utan till varje typ av störning (vibration, axiell utbredning osv) bör en särskild inverteringsprocedur utarbetas.

Alla tidigare arbeten har varit baserade på att man har använt sig av kraftigt förenklade, oftast analytiska, reaktormodeller för beräkning av överföringsfunktionen. Invertingen av ekv. (1) var också oftast baserad på att $G(\underline{r}, \underline{r}', \omega)$ kunde framställas i analytisk form. Det långsiktiga målet med föreliggande projektet är att utarbeta metoder för beräkning av överföringsfunktionen i mer realistiska fall samt att utarbeta inverteringsmetoder som fungerar även när komplicerade (numeriskt beräknade) värden av $G(\underline{r}, \underline{r}', \omega)$ används i formel (1).

I Etapp 1 har överföringsfunktionen beräknats i en endimensionell modell och engruppsteori utan approximationer, dvs i sin fullständiga komplexa form, samt i ett 2-D cylindriskt system med försummande av den imaginära komponenten. Den sistnämnda approximationen ger ganska bra värden för överföringsfunktionens amplitud inom ett visst frekvensområde, men signalens fasfördröjning inom härden försummas.

I föreliggande Etapp har överföringsfunktionen beräknats i ett 2-D cylindriskt system utan förenkling, dvs med full komplex aritmetik. En sådan lösning återger fasfördröjningseffekter i härden och möjliggör därför en kraftfullare diagnostik. Undersökning av fasfördröjningens beroende av frekvensen visade ett oväntat beteende, nämligen att rumsberoendet av fasen ej är monoton. Detta faktum har en viss allmän betydelse för diagnostiken. Ytterligare detaljer om arbetet finns redovisade i Kap. 1.

För att kunna genomföra unfolding av konvolutionen (1) i mer realistiska fall har tillämpning av algoritmer med neurala nätverk (NN) undersökts i ett konkret fall, nämligen vid lokalisering av vibrerande styrstavar. Detta arbete redovisas i Kap. 2. Vad gäller diagnostiska metoder för upptäckt av stötar vid detektorsondvibrationer har två nya indikatorer på förekomst av stötar undersökts grundligt vilket behandlas i Kap. 3. Slutligen beskrivs det inledande arbetet med användning av programmen CASMO och SIMULATE för härdberäkningar i Kap. 4.

Kapitel 1

FORTSATT UNDERSÖKNING AV FÖRENKLAD E MODELLER FÖR BERÄKNING AV NEUTRONBRUS

Den lineariserade och frekvensberoende diffusionsekvationen för neutronbruset $\delta\Phi(r, \omega)$ kan, enligt föregående rapport [1], skrivas som

$$\Delta\delta\Phi(r, \omega) + B^2(\omega) \cdot \delta\Phi(r, \omega) = \frac{\Phi_0(r)}{D} \cdot \delta\Sigma_a(r, \omega) \equiv S(r, \omega) \quad (2)$$

Här är $\Phi_0(r)$ = statiska (kritiska) flödestätheten, $\delta\Sigma_a(r, \omega)$ Fourier-transformen av den rums- och tidsberoende störningen vilken uttrycks i form av tvärsnittsfluktuationer, och D diffusionskonstanten. $B^2(\omega)$ är den (komplexa) frekvensberoende buktigheten och den ges av

$$B^2(\omega) = B_0^2 \left[1 - \frac{1}{\rho_\infty \cdot G_0(\omega)} \right] \quad (3)$$

De fördröjda neutronernas inverkan beskrivs av överföringsfunktionen $G_0(\omega)$:

$$G_0(\omega) = \frac{1}{i\omega \left[\Lambda + \frac{\beta}{i\omega + \lambda} \right]} \quad (4)$$

Ekv. (2):s Greens funktion, dvs systemets överföringsfunktion $G(r, r', \omega)$, definieras av

$$\Delta_r G(r, r', \omega) + B^2(\omega) G(r, r', \omega) = \delta(r - r') \quad (5)$$

och med dess hjälp kan $\delta\Phi(r, \omega)$ uttryckas som i ekv. (1).

I ett cylindriskt system uppfyller $G(r, r', \omega)$ randvillkoren

$$G(r, r', \omega)|_{|r|=R} = G(r, r', \omega)|_{|r'|=R} = 0 \quad (6)$$

där R betecknar reaktorns extrapolerade radie. Lösningen till ekv. (5) med randvillkoret enligt ekv. (6) blir

$$G(r, r', \omega) = \frac{1}{4} \left[Y_0(B|r - r'|) - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\delta_n Y_n(BR) J_n(Br')}{J_n(BR)} J_n(Br) \cos(n\alpha) \right] \quad (7)$$

där $B \equiv B(\omega)$ och δ_n definieras som

$$\delta_n = \begin{cases} 1, & n = 0 \\ 2, & n > 0, \end{cases} \quad (8)$$

och α är vinkeln mellan r och r' . J_n och Y_n är Besselfunktioner av 1:a respektive 2:a slaget och ordning n .

Ett program har skrivits för beräkning av överföringsfunktionen enligt ekv. (7). En svårighet var att hitta lämpliga rutiner som kan beräkna Bessel funktioner med stora och komplexa argument. Programmet har testats genom bl a beräkningar med $\omega \ll \lambda$, där rums-

beroendet av överföringsfunktionens amplitud, dvs dess absoluta värde, bör följa statiska flödestätheten medan dess norm bör divergera som $1/\omega$ och fasfördröjningen bör vara ungefär 90° och konstant i hela härden. Allt detta är en konsekvens av att punktkinetik gäller för $\omega \rightarrow 0$. För ökande ω avviker amplituden av $G(r, r', \omega)$ mer och mer från Φ_0 och blir alltmer lokaliserad runt $r = r'$ samtidigt som faskurvan blir mer och mer rumsberoende med alltmer ökad fasfördröjning utåt från $r = r'$. Resultatet av dessa test, som också demonstrerar överföringsfunktionens rums- och frekvensberoende, visas i fig. 1. Faskurvans lutning eller fasdifferensen som funktion av frekvensen visas i fig. 2 för ett par värden på $\Delta r = r_2 - r_1$, där r_1 och r_2 är två olika punkter.

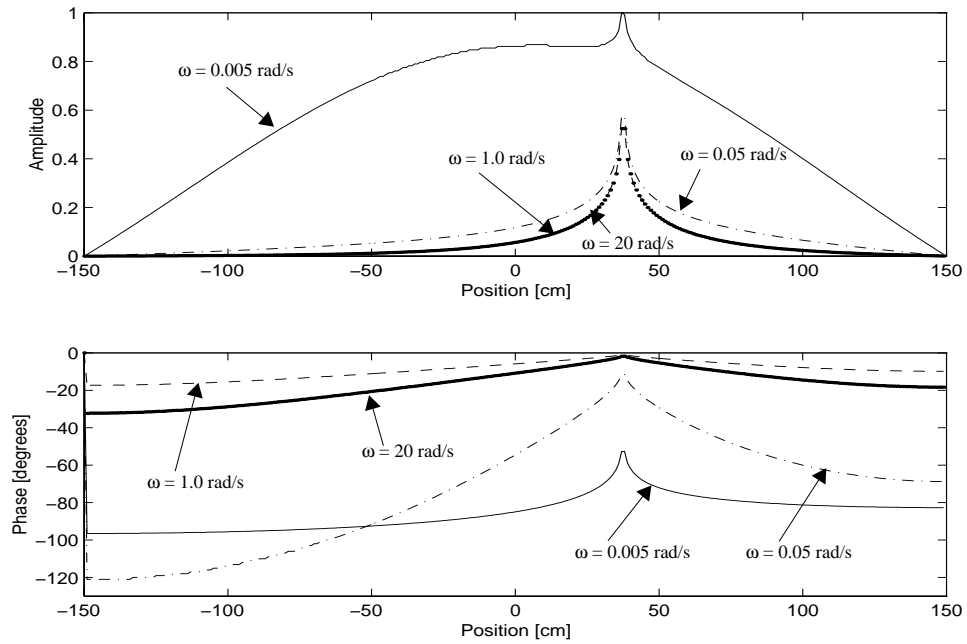


Fig. 1. Rumsberoendet av amplituden och fasen för neutronbruset i ett ändligt 2-D system för fyra olika frekvenser.

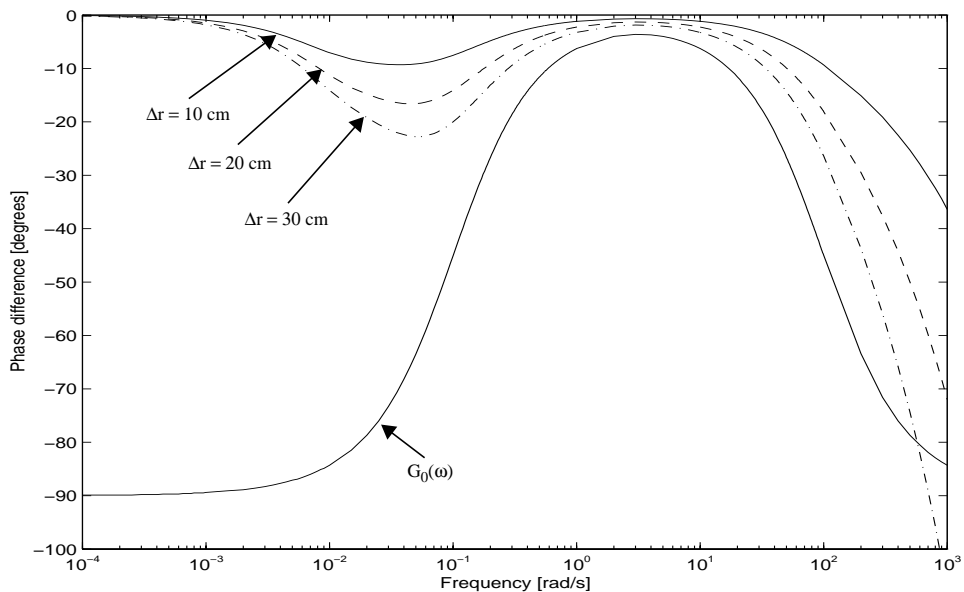


Fig. 2. Fasdifferensen mellan två positioner som funktion av frekvensen för ett ändligt 2-D system.

Under dessa test har det dock visat sig att faskurvans rumsberoende ej uppträder helt i enlighet med förväntningarna. Faskurvan förväntas visa upp ett monotont ökande rumsberoende med ökande frekvens. Rumsberoendet kan karakteriseras med lutningen (rumsderivatan) av faskurvan. En ökad lutning motsvarar ett kraftigare rumsberoende eller en snabbare ökad fasfördröjning med avståndet från störningskällan.

Fig. 1-2 visar att lutningen motsvarar förväntningarna för extremt låga och höga frekvenser. För $\omega \sim 0$, eller rättare sagt $\omega \ll \lambda = 0.1$, är lutningen nära noll och för höga frekvenser, dvs $\omega \gg \beta/\Lambda = 100$, blir lutningen stor och ökar med ökande frekvens. Men beteendet är ej monotont mellan dessa två ytterligheter. Runt $\omega \sim \lambda$ börjar lutningen minska och på mitten av plåtå-regionen, i vårt fall kring $\omega \sim 1 - 10$ rad/s, är lutningen nära noll igen, dvs mindre än vid t ex $\omega = 0.01$ rad/s.

Detta icke-monotona rums- och frekvensberoendet av faset har ej uppmärksamats tidigare. För att få klarhet i frågan genomfördes analytiska och numeriska undersökningar. En enkel formell förklaring kan ges genom att lägga märke till att enligt ekv. (3) och (5) (se även ekv. (7)) bestäms faskurvans frekvensberoende enbart utav $G_0(\omega)$, eftersom det är bara denna funktion som är komplex i de relevanta uttrycken. Faset av $G_0(\omega)$ är ej heller monotont vilket framgår av fig. 2. Detta fasbeteende är i sig själv märkligt, men det har varit känt tidigare.

En mer konkret och explicit förklaring till frekvensberoendet av faskurvans lutning, kan ges genom undersökning av överföringsfunktionen för ett homogent, endimensionellt och oändligt system. För detta fall kan lösningen nämligen ges i en enkel analytisk form som är lämplig för analys av fenomenet. Senare visar vi numeriskt att slutsatserna även gäller ändliga system och olika dimensioner. Som härletts i ref. [2], kan överföringsfunktion för ett oändligt och endimensionellt system med $x' = 0$ ges som

$$G(x, x'=0, \omega) = \frac{L}{2} \sqrt{G_0(\omega)} e^{-\eta(\omega) \cdot |x|} = \frac{L}{2} \sqrt{G_0(\omega)} e^{-(\Re\eta + i\Im\eta) \cdot |x|} \quad (9)$$

där

$$\eta(\omega) \equiv \frac{1}{L} \frac{1}{\sqrt{G_0(\omega)}} \quad (10)$$

Från ekv. (9) framgår att faskurvans lutning eller fasskillnaden $\Delta\phi(\omega)$ mellan två punkter x_1 och x_2 bestäms av $\text{Im} \eta(\omega)$ enligt

$$\Delta\phi(\omega) = -\Delta x \cdot \text{Im}\{\eta(\omega)\} \quad (11)$$

där $\Delta x = |x_2 - x_1|$.

Via ekv. (11), (10) och genom frekvensberoendet av $G_0(\omega)$ från ekv. (4) kan frekvensberoendet av $\Delta\phi(\omega)$ lätt bestämmas både kvalitativt och kvantitativt. Följande slutsatser kunde dras:

a) För låga ω , divergerar $G_0(\omega)$ som $1/\omega$; således är $\text{Im} \eta(\omega) \approx 0$ och $\Delta\phi(\omega) \approx 0$. Med ökande frekvens börjar $\Delta\phi(\omega)$ avvika från noll mer och mer ända fram till $\omega \approx \lambda$.

b) Inom plåtå-regionen $\lambda < \omega < \beta/\Lambda$ gäller

$$G_0(\omega) \equiv \frac{1}{\beta} \quad (12)$$

Således är G_0 nästan reell. $\text{Im } \eta(\omega) \approx 0$ och $\Delta\varphi(\omega) \approx 0$.

c) För $\omega \gg \beta/\Lambda = 100$ är $G_0(\omega) \approx 1/(i\omega\Lambda)$ varför $\text{Im } \eta(\omega)$ och $\Delta\varphi(\omega)$ ökar monotont med frekvensen.

Ovannämnda slutsatser ger ett icke-monotont beteende av faskurvans lutning, dvs. $\Delta\varphi(\omega)$, m a p frekvensen. Beteendet illustreras i fig. 2 för ett par olika värden av Δx . Resultatet stämmer väl överens med det två-dimensionella systemet i fig. 2. Frekvensberoendet av $G_0(\omega)$:s fas visas också i figuren. Flera kurvor, som visar rumsfördelning av överföringsfunktionens amplitud och fas samt frekvensberoendet av $\Delta\varphi(\omega)$ i ändliga system med olika dimensioner är inkluderade i Ref. [2].

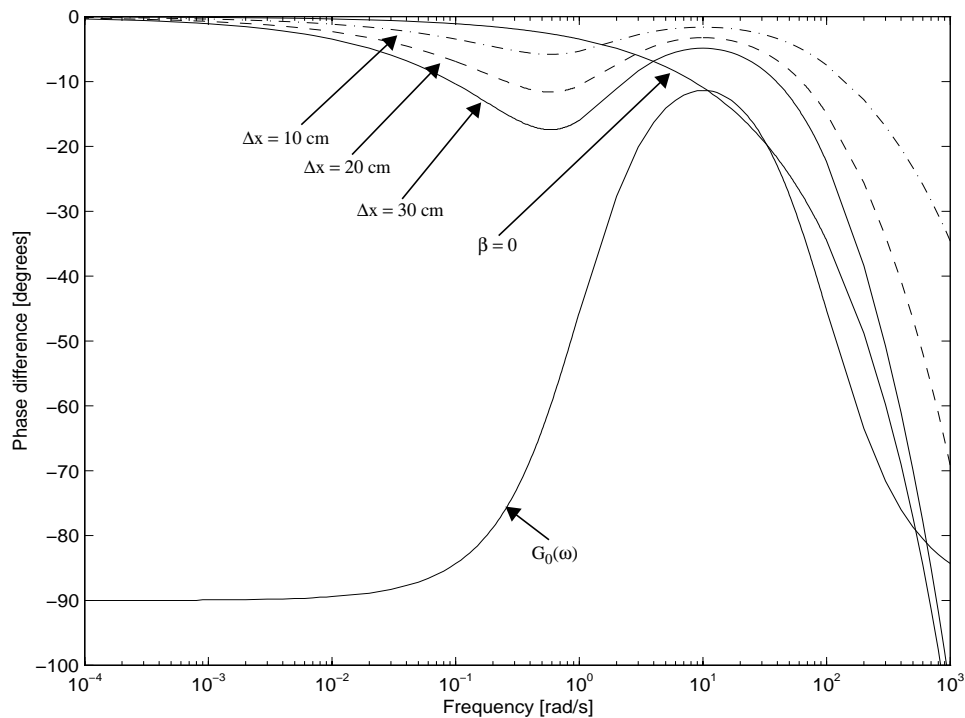


Fig. 3. Fasdifferensen mellan två positioner som funktion av frekvensen för ett oändligt 1-D system.

Faskurvans icke-monotona beteende kan förklaras med liknande argument som förklarar fasberoendet hos $G_0(\omega)$ m a p frekvensen. För $\omega \ll \lambda$, hänger även de fördröjda neutronerna med störningens vibration. En periodisk störning med $0 < |\rho| < \beta$ gör systemet överkritiskt under hela den halvan av perioden där $\rho > 0$, dvs flödestätheten ökar medan det är tvärtom för $\rho < 0$. Resultatet blir att flödestätheten ökar och faller med samma fas i hela reaktorn, dvs fasskillnaden mellan olika punkter är noll. Flödestätheten ligger dock 90° efter reaktiviteten enligt ovan, dvs den gemensamma fasen i hela reaktorn blir -90° . När frekvensen ökar, börjar de fördröjda neutronerna släpa efter mer och mer, vilket bl a leder till att fassfördröjningen minskar globalt i hela härden (prompta neutroners bidrag ökar relativt) men också till att ökad fasskillnad uppstår mellan punkter nära resp längre bort från störningen.

Inom plåtå-regionen, eftersom där gäller $\omega \gg \lambda$, hänger de fördröjda neutronerna inte alls med. Reaktorn med en störning $|\rho| < \beta$ är underkritisk eftersom det är bara de fördröjda neutronerna som följer störningens vibration. För $\omega \ll \beta/\Lambda$ blir livstiden för kedjan av prompta neutroner, dvs Λ/β , mycket kortare än störningens period. Således blir systemets svar prompt, dvs utan fassfördröjning. Detta framgår även av ekv. (12), som visar att den

punktkinetiska amplituden är lika med promptneutronkedjans förstärkningsfaktor $1/\beta$ medan fasfördröjningen är noll ($G_0(\omega)$ är reell). Eftersom promptneutronkedjans räckvidd är jämförbar med reaktorns storlek, blir fasfördröjningen nära noll i hela reaktorn. Över plåtå-regionen, $\omega \gg \beta/\Lambda$, börjar även de prompta neutronerna släpa efter; fasfördröjningen ökar mer och mer för punkter längre bort från störningen.

Detta märkliga beroende av faskurvan på frekvensen, har vissa principiella och även praktiska konsekvenser. Bägge är relaterade till det faktum att avvikelserna av reaktorns beteende (eller respons) från den punktkinetiska, som gäller vid låga frekvenser, ej är en monoton funktion av frekvensen. Avvikelsen består av att gensvarets amplitud avviker mer och mer från statistiska flödestäthetens rumsberoende och fasen blir alltmer rumsberoende. Amplitudens avvikelse ökar monotont med ökad frekvens med tillägget att amplituden är näst intill konstant (oberoende av frekvensen) inom hela plåtå-regionen. Resultaten ovan har visat att rumsberoendet av fasfördröjningen är mindre vid mitten av plåtå-regionen än vid den nedre halvan av samma region. Detta betyder att reaktorn uppträder mera punktkinetiskt på mitten av plåtå-regionen än vid lägre frekvenser runt $\omega \sim \lambda$.

Teoretiskt betyder detta att förloppet av försämringen av punktkinetiska approximationen med ökad frekvens ej sker monotont. I synnerhet är approximationen bättre på mitten av plåtå-regionen än vid dess lägre halva. Den praktiska konsekvensen är att i vissa fall kan diagnostiken vara effektivare vid lägre frekvenser än vid högre. Detta gäller nämligen vid lokalisering av störningar med neutronbrusmetoder vilka är baserade helt och hållet på bruset rumsberoende komponent, dvs dess avvikelse från punktkinetiken. Som vi har sett, är denna avvikelse mindre vid mitten av plåtå-regionen än vid dess lägre gräns. Störningar vid denna lägre frekvens kan då lättare lokaliseras än de vid högre frekvenserna. Således om man vid en lokaliseringsprocedur har möjlighet att välja frekvensband för analysen, är då lägre frekvensband att föredra. Dessa slutsatser kommer att undersökas vidare och demonstreras i nästa Etapp.

Kapitel 2

UNDERSÖKNING AV FÖRUTSÄTTNINGAR FÖR INVERTERING AV BRUSBERÄKNINGAR

En typ av störningar där lokalisering är den viktigaste uppgiften, är vibrerande styrstavar respektive bränslestavar. Att styrstavarnas (i förekommande fall) starka vibrationer kan observeras via neutronbrusmätningar är känt ända sedan detta gjordes första gången 1967 vid Oak Ridge Research Reactor. Medan upptäckten av vibrationer är relativt enkel, är det avsevärt mer komplicerat att avgöra vilken stav som vibrerar, dvs att lokalisera den vibrerande styrstaven. Både den direkta uppgiften, dvs beräkning av neutronbruset framkallad av vibrationer, och den indirekta uppgiften, dvs att bestämma den vibrerande stavens position genom inversion av neutronbruset, är förknippade med olika svårigheter, vilka dock ej kommer att diskuteras här. Vi tar bara upp en formel för neutronbruset, framkallad av 2-D vibrationer från en absorbator, samt en inverteringsprocedur i form av en "lokaliseringsekvation" vilken tidigare har utarbetats av projektledaren. Referenser till dessa arbeten finns i [4]-[6]. Här upprepar vi bara de viktigaste fakta.

En styrstav i vila beskrivs med ett absorptionstvärnsnitt av formen

$$\Sigma_a^{rod} = \gamma \cdot \delta(r - r_p) \quad (13)$$

där r_p är positionen för styrstaven i 2-D och γ dess styrka (Galanin konstanten). Vibrationen beskrivs med en 2-D vektor: $\xi(t) = (\varepsilon_x(t), \varepsilon_y(t))$, dvs

$$\Sigma_a^{rod} = \gamma \cdot \delta(r - r_p - \xi(t)) \quad (14)$$

Detta leder till att störningen får formen

$$\delta\Sigma_a = \gamma \cdot [\delta(r - r_p - \xi(t)) - \delta(r - r_p)] \quad (15)$$

Med ekv. (15) insatt i ekv. (2), får man efter en viss manipulation följande uttryck

$$\delta\Phi(r, \omega) = \frac{\gamma}{D} \cdot \{\varepsilon_x(\omega)G_x(r, r_p, \omega) + \varepsilon_y(\omega)G_y(r, r_p, \omega)\} \quad (16)$$

för det vibrationsinducerade neutronbruset inom frekvensområdet. Här ges G_x och G_y av

$$\nabla_{r_p} \{G(r, r_p, \omega) \cdot \Phi_0(r_p)\} \quad (17)$$

Överföringsfunktionen, $G(r, r_p, \omega)$, har hittills beräknats med den sk effektreaktorapproximationen, (se ref. [1]), vilket leder till en enkel analytisk form, som är reell och oberoende av frekvensen.

För lokalisering av stavpositionen r_p i det två-dimensionella planet behövs ett minimum av 3 detektorer vid olika positioner r_i , $i = 1, 2, 3$. Förutom stavpositionen är även vibrationskomponenterna ε_x och ε_y okända. Lokaliseringen går till så, att för varje detektor gäller ett uttryck av formen (16) men med $r = r_i$. Två av ekvationerna används för att eliminera ε_x och ε_y (uttryckta i $\delta\Phi_1$ och $\delta\Phi_2$). Insättning av dessa i ekvationen för $\delta\Phi_3$ leder sedan till ett uttryck av formen

$$\delta\Phi_1(\omega) \cdot F_1(r_p, \omega) + \delta\Phi_2(\omega) \cdot F_2(r_p, \omega) + \delta\Phi_3(\omega) \cdot F_3(r_p, \omega) = 0 \quad (18)$$

Här är $\delta\Phi_i$ signalen från i :te detektor (känd från mätningen), och funktionerna F_i är kända medan argumentet r_p är okänd. Eftersom stavpositionen är den enda okända parametern i ekv. (18) kan den erhållas som en rot till ekvationen. Lokaliseringen kräver alltså bestämning av roten av en komplex ekvation. I praktiken används detektorsignalernas auto- och korspektra och ej signalernas Fouriertransform, vilket leder till att man får flera lokaliseringsekvationer, där alla är mer komplicerade än ekv. (18). Rötterna till de enstaka ekvationerna är sammanhängande linjer (s k lokaliseringskurvor) på (x, y) planet; stavpositionen r_p är den gemensamma roten till alla ekvationer, dvs punkten där alla lokaliseringskurvor skär varandra. Lokaliseringskurvor, erhållna från ekv. (18) med $\delta\Phi$ erhållet från numeriska simuleringar, visas i fig. 4. Som synes är det ej lätt att hitta den gemensamma skärningspunkten, i synnerhet när bakgrundsbrus finns i detektorsignalerna.

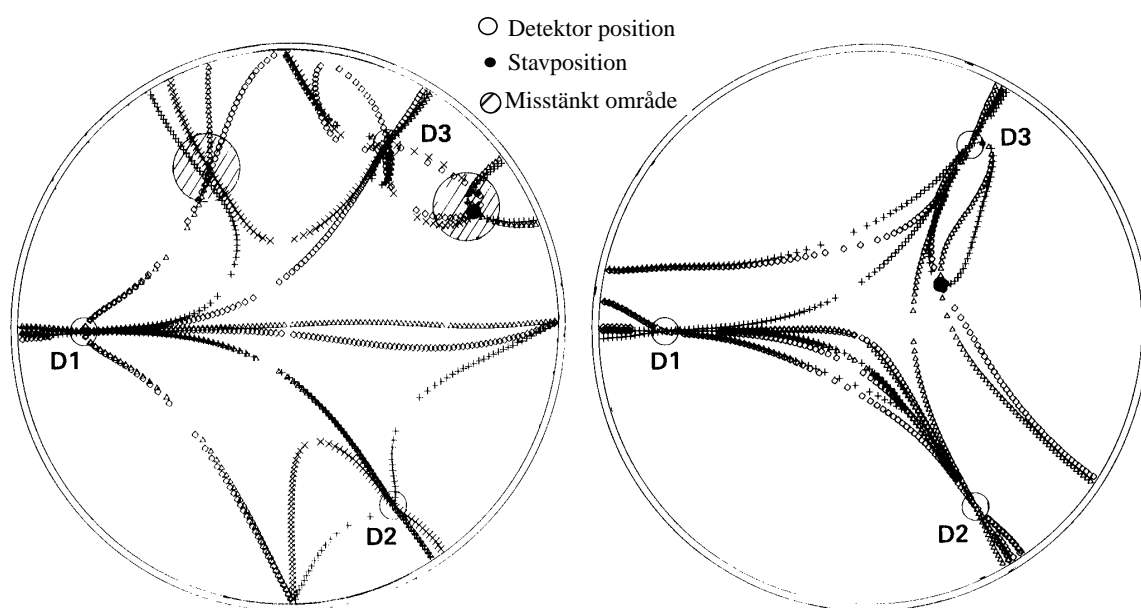


Fig. 4. Lokaliseringskurvor för isotrop (vänste, $k = 0$) och anisotrop vibration (höger, $k = 0.5$, $\alpha = \pi/4$).

För att kunna generera brusdata för de numeriska simuleringar, behövdes en modell för auto- och korspektra av vibrationskomponenterna ε_x och ε_y vilka betecknas med S_{xx} , S_{yy} och S_{xy} . Detta har i tidigare arbete bestämts och kunnat parametreras med två variabler: Anisotropiparametern $k \in [0, 1]$ och preferensriktningen $\alpha \in [0, \pi]$. Då gäller

$$S_{xx} \propto 1 + k \cos 2\alpha \quad (19)$$

$$S_{yy} \propto 1 - k \cos 2\alpha \quad (20)$$

$$S_{xy} \propto k \sin 2\alpha \quad (21)$$

För en isotrop vibration är $k = 0$, medan vibration längs en rak linje har $k = 1$. Mellan dessa två extremvärden är vibrationens amplitudfördelning en ellips vars huvudaxel har vinklen α .

Som det tidigare har beskrivits, har ovannämnda lokaliseringmetod med framgång använts under drift av en tryckvattenreaktor, där onormal vibration av en styrvav förekom-

mit. Trots detta kan ett antal problem eller svårigheter med tillämpningen av proceduren noteras:

- Metoden är ej fullt algoritmisk (ett subjektivt beslut behövs för att hitta den gemensamma skärningspunkten);
- Metoden är beräkningskrävande, dvs varje punkt av en kurva ges av en numerisk rot-sökning där varje iteration kräver beräkning av överföringsfunktionen) och kan därför ej tillämpas on-line;
- Även om fler än 3 detektorer är tillgängliga, utnyttjar algoritmen bara 3. Således kan ej redundansen i t ex 4 detektorsignaler utnyttjas.

Lokaliseringen kan dock utföras mha neurala nätverk (NN), varvid alla ovannämnda problem kan elimineras. Till skillnad från den traditionella algoritmen, kan en NN-baserad lokaliseringsalgoritm ta hänsyn till det faktum att styrstavarnas positioner är kända, och lokaliseringen behöver därför ej genomföras över hela (x, y) planet, utan man kan söka enbart i de diskreta, förutbestämda styrstavspostionerna.

Neurala nätverk har under de senaste åren upplevt en kraftig renässans med tillämpningar inom ett stort antal områden. De har i synnerhet visat sig överlägsna vid lösning av komplexa problem. Även inom kärnkraftteknologin har neurala nätverk tillämpats för t ex reaktorkontroll, härdomladdning, systemidentifikation, BWR-stabilitet, etc. Den typ av neurala nätverk som oftast används, är de så kallade framåtmatade ("feed-forward") nätverken. Dessa är enklare att förverkliga, men samtidigt rätt kraftfulla. Strukturen för ett sådant nätverk, vilket också är det som har använts för lokaliseringen, visas i fig. 5.

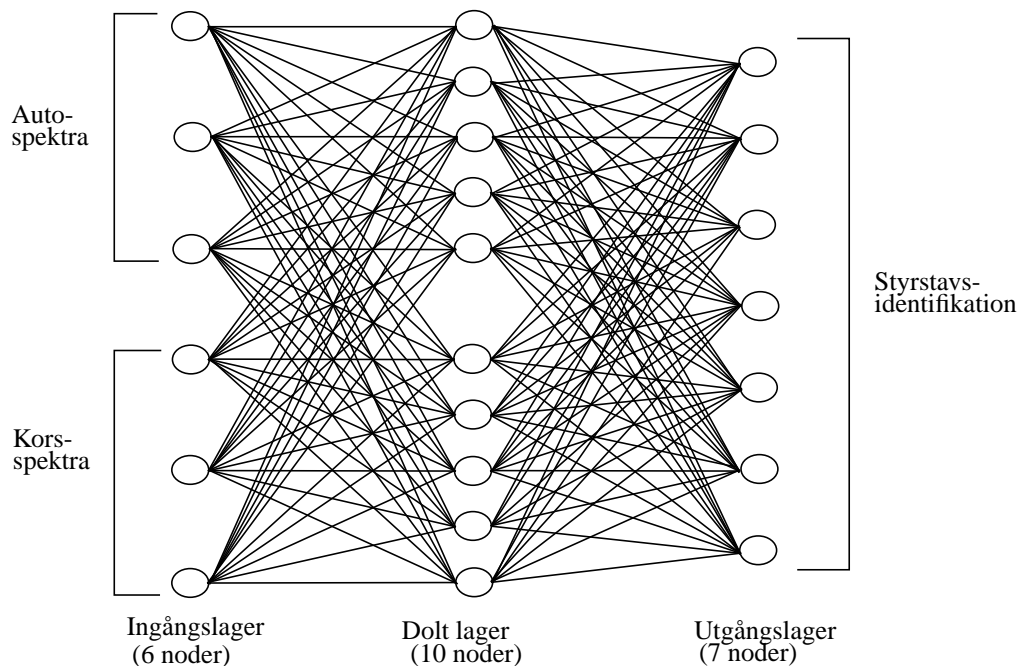


Fig. 5. Strukturen av det tillämpade neurala nätverket för fallet med 3 detektorer. För fallet med 4 detektorer, består input lagret av 10 noder istället.

Nätverket består av ett lager ingångsnoder som tar emot signaler, sänder dem till intermediära enheter (dolda lager) vilka kan bestå av ett eller flera lager för behandling och vidare till utgångsnoder. Varje lager är fullt sammankopplad med nästa lager utom utgångslagret. M a o fortplantas signalerna i en riktning från ingångsnoder via dolda noder till utgångsnoder. Innan nätverket kan användas måste det tränas, vilket sker genom att felet hos utsignalen matas tillbaka gång på gång. Träningen sker m h a ingångsdata där rätta svaret

(utgångsdata) är känt. För varje kombination av k , α och styrstav, beräknas motsvarande detektors auto- och korspektra. Med detta som ingångsdata, beräknar nätverket ett svar, vilket jämförs med det rätta svaret, varvid en felfunktion kan beräknas. Genom att använda den sk gradientmetoden kan minimeringen av denna felfunktion ske genom att successivt justera vikterna mellan noderna. När nätverkets fel blir mindre än ett förutbestämt värde, så avbryts träningen och nätverket anses vara tränat.

Hur som helst, så är svårigheten vid tillämpningen av neurala nätverk att under träningen optimera ett antal justerbara parametrar på bästa möjliga sätt, så att ett globalt minimum av felfunktionen uppnås. Det finns dock ingen garanti för att den uppnådda minimipunkten är den globala, utan det kan mycket väl vara en lokal minimipunkt. En sådan justerbar parameter är antalet träningspar, vilket skall väljas så att de täcker, så fullständigt som möjligt, alla möjliga fall av vibrationer. Här är det också viktigt att, under träningen, välja träningspar helt slumpmässigt ur ingångsdata-vektorn. En annan parameter är antalet noder i det dolda lagret, där det inte finns någon generell regel för hur många som behövs. Om man emellertid studerar hur vikt-värdena till de dolda noderna ändras under träningen, kan man utesluta de noder vars värden ändras väldigt lite. En tredje parameter är den sk "learning raten" som är ett mått på stegländan vid varje iteration. Genom att ta successiva steg av denna längd, i den negativa gradientens riktning, går man mot en minimipunkt. En fjärde parameter är "momentum raten" som används för att undvika oscillationer eller stagnation i lokala minimipunkter.

Som framgår av fig. 5, består ingångsnoderna av neutrontektorernas auto- och korspektra; för 3 detektorer ger detta 3 auto- och 3 korspektra (= 6 ingångsnoder), medan för 4 detektorer blir motsvarande antalet ingångsnoder 10. Det bör påpekas att detta gäller för den förenklade, reella överföringsfunktionen, vilket tillsammans med ekv. (19)-(21) leder till reella korspektra. Antalet utgångsnoder är lika med antalet styrstavar. I vår analys valde vi 7 styrstavar, vilket motsvarar fallet med den hittills enda praktiska tillämpningen av den traditionella algoritmen. Nätverkets utgångsvärde bör vara 1 för den vibrerande staven och 0 för de andra. Efter träningen kan nätverket användas för lokalisering. Vad gäller nätverkets effektivitet, kan detta undersökas mha ytterligare simulerade signaler, där det rätta svaret fortfarande är känt.

En grundlig undersökning har gjorts för att hitta de optimala parametrarna. Effektiviteten av varianterna med 3 respektive 4 detektorer har också undersökts. Resultaten är rapporterade i detalj i [7]; vi skall här bara sammanfatta de viktigaste resultaten:

- Det är möjligt att uppnå över 99.5% träffsannolikhet (~ en halv procent av alla identifieringar ger fel stav).
- Fallet med 4 detektorer är överlägset gentemot 3.
- Metoden är snabb (~ 1 msec CPU tid för identifiering) och automatisk (objektiv).
- Identifieringens snabbhet är oberoende av hur komplicerad reaktormodell som används för att generera ingångsdata till träningen; detta påverkar endast träningstiden.
- Det är möjligt att upptäcka de flesta felidentifieringar genom att jämföra de två största utgångsvärdena. Med detta kan felsannolikheten reduceras till $\sim 10^{-6}$ på bekostnad av införande av kategorin "vet ej".
- NN algoritmen har provats med data från Paks-reaktorn (där vibrationer förekom) och algoritmen pekade ut rätt stav.

Dessa resultat har presenterats vid tre olika konferenser ([4]-[6]) och en inbjuden artikel är under publicering [7]. Arbetet kommer att fortsätta med tillämpning av den mer exakta (komplexa) överföringsfunktionen som beskrivs i Kap. 1.

Kapitel 3

DIAGNOSTISKA METODER FÖR DETEKTORVIBRATIONER INKLUSIVE UPPTÄCKT AV STÖTAR

3.1 Simulerade signaler utan bakgrundsbrus

Förekomsten av stötar vid detektorsondvibrationer kan, som redovisats i föregående Etapp, påvisas genom att studera distortion av amplitudfördelningen (APD) eller breddning av vibrationstoppen i effektspektrat (APSD) för detektorsignalen. Dessa effekter kan på ett tydligt sätt illustreras genom att analysera simulerade detektorsignaler, se fig. 6. De simulerade detektorsignalerna härrör från Monte-Carlo beräkningar av 2-D vibrationer för en linjär oscillator med en slumpmässig drivkraft, $F(t)$, enligt rörelseekvationen:

$$m\ddot{r}(t) + f\dot{r}(t) + cr(t) = F(t) \quad (22)$$

Dessa simuleringar är beskrivna i detalj i ett arbete som ingick i föregående Etapp. Drivkraftens storlek (varians) anges i det följande m.h.a. drivkraftkoefficienten (F), vilken också ger ett mått på stötfrekvensen, som framgår av fig. 6.

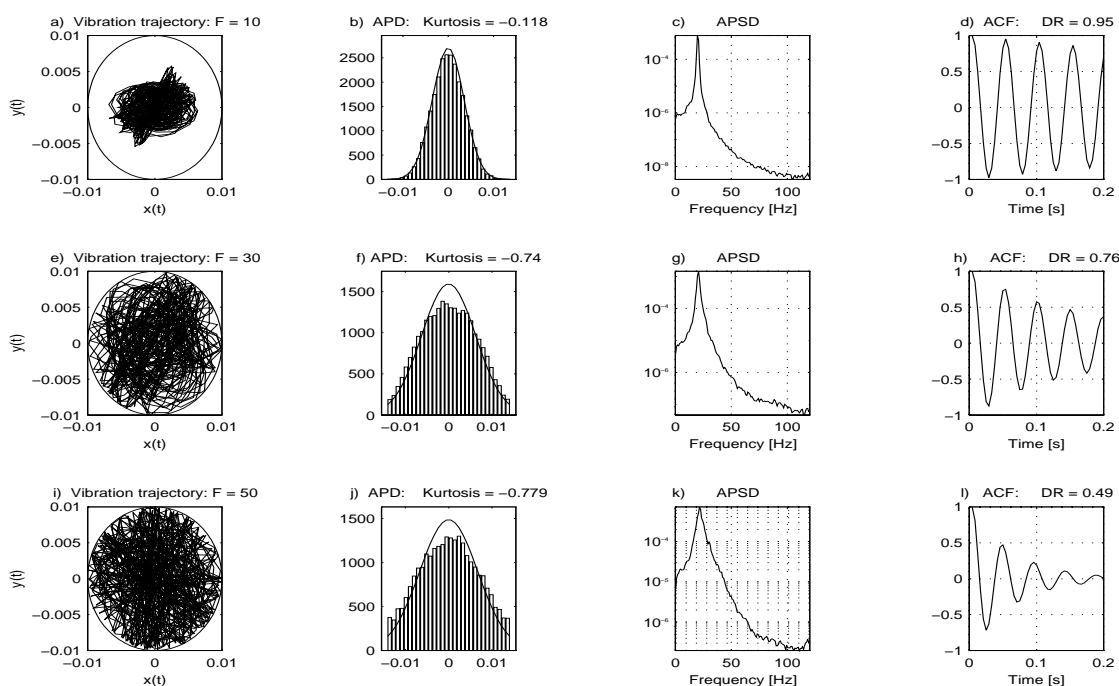


Fig. 6. Amplitudfördelning (APD), effektspektrum (APSD) samt autokorrelation (ACF) för simulerade detektorsignaler utan bakgrundbrus.

Ur fig. 6 framgår att amplitudfördelningen för ökande antal stötar avviker mer och mer från en Gaussisk fördelning och att vibrationstoppen i autospektrat breddas. Avvikelsen i amplitudfördelningen består i att svansarna i Gausskurvan är avklippta, eller rättare sagt invikta, vilket ger upphov till en plattare fördelning. För att tydliggöra detta har en Gausskurva, baserad på simuleringens medelvärde och standardavvikelse, ritats in i figurerna. Ett

kvantitativt mått på avvikelserna kan erhållas genom att kurtosiskoefficienten (fjärde momentet) beräknas enligt följande uttryck:

$$K = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{x_i - \bar{x}}{\sigma} \right]^4 - 3 \quad (23)$$

där \bar{x} är medelvärdet och σ är standardavvikelsen. För en Gaussfördelning blir kurtosiskoefficienten enligt definitionen ovan lika med noll; ett negativt värde innebär att fördelningen är plattare och ett positivt att den är spetsigare. I fig. 6 anges också den beräknade kurtosiskoefficienten och resultatet visar att detta värde kan fungera som ett kvantitativt mått på ökande antal stötar. Vidare visas även autokorrelationsfunktionen (ACF) för de simulerade detektorsignalerna och tillhörande dämpkvot (DR) har beräknats. Resultaten visar att systemet blir mer och mer dämpat med ökande antal stötar. Alltså borde även dämpkvoten fungera som ett kvantitativt mått på stötfrekvensen. För vidare detaljer se avsnitt 3.3.

3.2 Simulerade signaler med bakgrundsbrus: Amplitudfördelning och Kurtosis

I föregående avsnitt kunde vi tydligt se att amplitudfördelningen av signalen från en vibrerande detektor avviker från Gaussisk i de fall då stötar förekommer. Denna avvikelse existerar naturligtvis bara i den del av signalen som härrör från vibrationerna och dränks därför lätt av ett kraftigt bakgrundsbrus, något som också visat sig vara fallet vid verkliga mätningar, t ex mätningar vid Barsebäck-1. I sådana fall har bakgrunden framförallt funnits vid låga frekvenser (under vibrationstoppen) och den skulle därför teoretiskt kunna elimineras genom hög- eller bandpassfiltrering.

För att få möjlighet att testa metoden under varierande förhållanden, har ett antal simulerade detektorsignaler skapats. Dessa består av en vibrationsinducerad del, härrörande från de simuleringar som beskrivs i föregående avsnitt, till vilken ett 1:a ordningens lågpassfilterrat vitt brus adderats. Detta för att efterlikna en verklig detektorsignal så mycket som möjligt. Ett exempel på amplitud- och spektralfördelning för en sådan signal visas i fig. 7a-b. Signalens APSD (fig. 7b) kan jämföras med APSD för en verklig detektormätsignal, som exempelvis den i fig. 9b.

APD och kurtosis har beräknats för olika värden på drivkraften F med och utan bakgrundsbrus samt med och utan digital bandpassfiltrering (BP). En ej förutsedd komplikation var att filtreringen i sig påverkar APDn såtillvida att denna närmar sig en Gaussfördelning. Denna effekt syns tydligt i fig. 7d (simulering utan bakgrund), där "klippningen" ej längre är synbar som det borde vara enligt fig. 6j. Trots denna komplikation visar resultaten att, för de undersökta fallen, bandpassfiltrering samt beräkning av kurtosis ger en pålitlig indikation på förekomst av stötar, i både kvalitativ och (i viss mån) kvantitativ bemärkelse. Resultatet av kurtosiskoefficient för olika fall visas i tabell 1, där värdena inom parentes är beräknade från simuleringar utan bakgrund och filtrering. Ett exempel på APD före och efter filtrering visas i fig. 7a och fig. 7c.

Att kurtosisvärdet minskar igen för en drivkraftkoefficient över 30 kan enbart observeras då bakgrundsbrus har adderats. Förklaringen torde vara att utbreddningen av vibrationstoppen gör att signal-brusförhållandet försämras inom passbandet, dvs man filtrerar bort även delar av vibrationssignalen. Detta skulle också kunna förklara varför man inte fått förväntade resultat från de Barsebäck-mätningar, där man *vet* att stötar har förekommit.

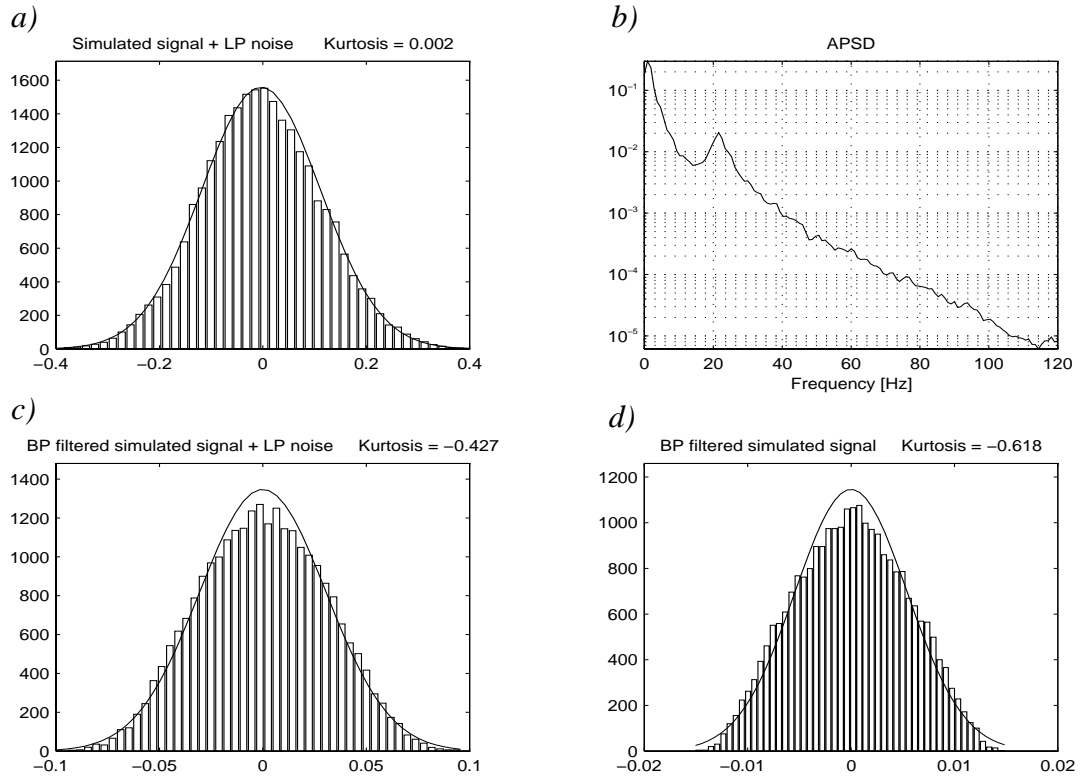


Fig. 7. a) APD för simulerad detektorsignal med bakgrundsbrus. b) dito APSD, c) APD för BP-filtrerad signal med bakgrund och d) APD för BP-filtrerad signal utan bakgrund. Bandbredden är 15-25 Hz och drivkraften är $F = 50$.

Tabell 1: Kurtosiskoefficient och dämpkvot för simulerade detektorsignaler:

Drivkraftkoefficient	Kurtosiskoefficient	Dämpkvot (DR)
10	0,014 (-0,041)	0,95 (0,95)
20	-0,32 (-0,52)	0,90 (0,88)
30	-0,54 (-0,74)	0,80 (0,76)
40	-0,46 (-0,73)	0,61 (0,59)
50	-0,41 (-0,78)	0,46 (0,41)

3.3 Simulerade signaler med bakgrundsbrus: Autokorrelation och dämpkvot

Man har tidigare observerat att vibrationstoppen i APSD breddas när stötar börjar förekomma, på samma sätt som om man ökat dämpningen i systemet. Utgående från detta resonemang, bör även autokorrelationen påverkas på motsvarande sätt. Om drivkraften $F(t)$ i ekv. (22) antas vara ett vitt brus, ges autokorrelationen $R_r(\tau)$ för $r(t)$ av:

$$R_r(\tau) = \sigma_r^2 e^{-\alpha\tau} \left[\cos(\omega\tau) - \frac{\alpha}{\omega} \sin(\omega\tau) \right] \quad (24)$$

där $\alpha = f/2m$ är dämpfaktorn och $\omega = \sqrt{c/m - \alpha^2}$ svarar mot vibrationsfrekvensen. Om man formar kvoten $R_r(\tau + T)/R_r(\tau)$ där T är periodtiden får man ett konstant värde som benämns dämpkvoten (DR, "decay ratio"). Denna bestäms exempelvis genom att jämföra två intilliggande toppar i ACF. Ovanstående uttryck gäller ej då stötar förekommer, eftersom f och c i det fallet ej är konstanta. Man kan dock notera att autokorrelationen har ett liknande utseende men med en mindre dämpkvot (större dämpfaktor) och man kan empiriskt fastställa ett tydligt (och monotont) samband mellan ökande antal stötar och minskande dämpkvot.

För verkliga detektorsignaler finns normalt någon form av bakgrund, vilken ger ett oönskat bidrag till autokorrelationen. För ett (teoretiskt) vitt brus utgörs detta bidrag av en konstant (lika med variansen) för $\tau = 0$ och noll för övriga τ ; därmed kan dämpkvoten bestämmas från t.ex. andra och tredje toppen i ACF. I verkligheten har man oftast någon form av frekvensberoende hos bakgrunden, vilket ger ett mer komplext utseende på ACF-bidraget. Ett exempel på detta visas i fig. 8a. Precis som beskrivs i föregående avsnitt, kan man eliminera en del av bakgrunden mha bandpassfiltrering. Då återstår ett bakgrundsbidrag av formen:

$$R_{nf}(\tau) = \sigma_{nf}^2 \cdot \frac{\sin(B\pi\tau)}{B\pi\tau} \cos(\omega\tau) \quad (25)$$

där B är filtrets bandbredd och ω ges av mittfrekvensen, som här antas vara lika med vibrationsfrekvensen. Om man slår ihop ekv. (24) och (25) samt antar att $(\alpha/\omega) \ll 1$ får man slutligen:

$$R(\tau) = \left[\sigma_r^2 e^{-\alpha\tau} + \sigma_{nf}^2 \cdot \frac{\sin(B\pi\tau)}{B\pi\tau} \right] \cos(\omega\tau) \quad (26)$$

Den första termen tillhör det dämpade systemet och den andra tillhör bakgrunden. För att således kunna bestämma dämpkvoten hörande till detektorvibrationen måste bakgrundstermen subtraheras, vilket innebär att variansen, σ_{nf}^2 , för den filtrerade bakgrunden måste bestämmas. Denna kan i princip bestämmas genom att integrera bakgrundens APSD över det aktuella frekvensintervallet. I praktiken har man bara tillgång till den kombinerade APSDn, men en god approximation kan fås genom att helt enkelt "skära bort" vibrationstoppen och sedan integrera.

Ett sätt att direkt bestämma dämpfaktorn (och därur dämpkvoten) är att göra en kurvanpassning mha ekv. (26). Detta förfarande har provats med ett antal olika metoder och visat sig ge riktiga resultat för fall med få stötar, medan det däremot fungerar sämre för fall med mycket stötar. Anledningen är, återigen, att bandpassfiltreringen skär bort delar av den breddade vibrationstoppen. Ett alternativ är då att göra kurvanpassning till ACF utan filtrering (fig. 9a) som ges av:

$$R(\tau) = \sigma_r^2 e^{-\alpha\tau} \cos(\omega\tau) + \sigma_n^2 e^{-\omega_b\tau} \quad (27)$$

för 1:a ordningens lågpasfiltrerat vitt brus med brytfrekvensen $\omega_b/2\pi$. Bakgrundstermen blir nu kraftigt dominerande, men det har ändå visat sig att denna metod ger pålitliga resultat i de undersökta fallen.

Det bör påpekas att det endast är i fall då dämpkvotens *absoluta* värde måste bestämmas, som något av ovanstående förfaranden är nödvändigt. Om endast ett relativt mått sökes, som är fallet vid indikation på stötar, räcker det att jämföra ACF efter bandpassfiltrering med en referenskurva.

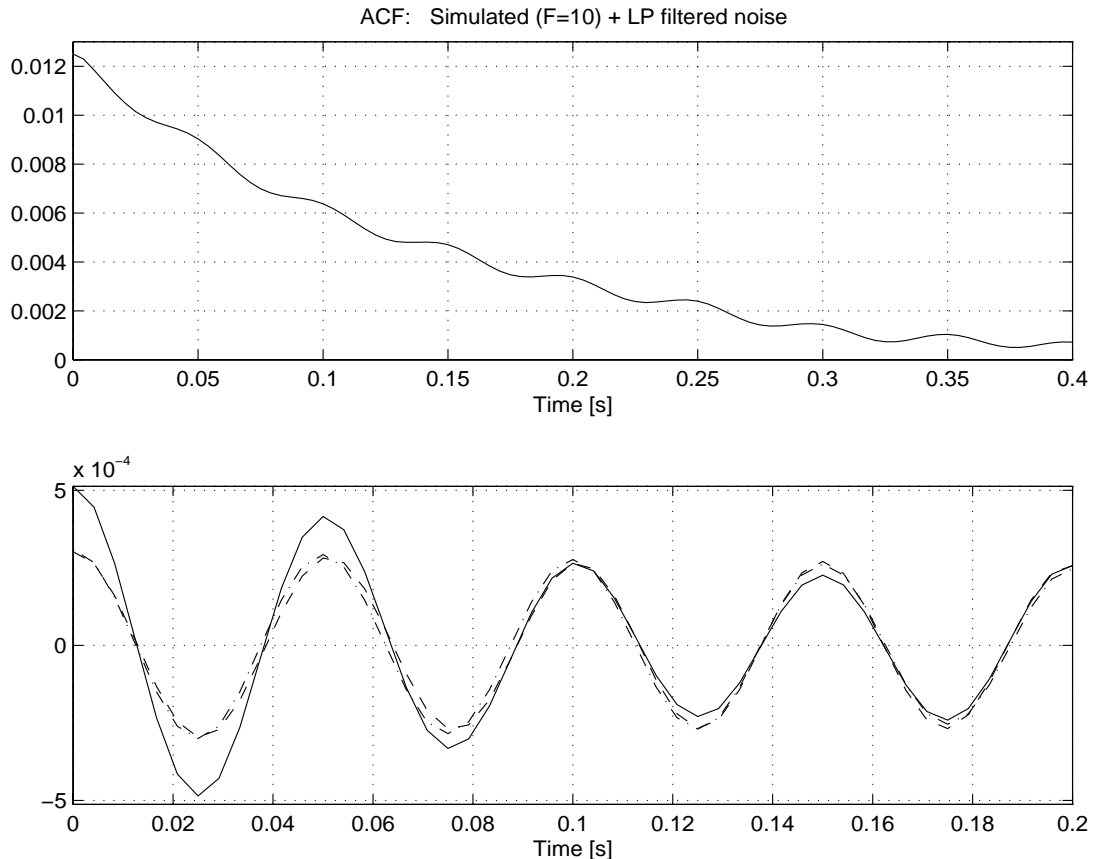


Fig. 8. a) Autokorrelation av simulerad signal med bakgrundsbrus, b) ACF för simulerad, BP-filtrerad signal (heldragen), dito efter bakgrundseliminering (streckad) samt för ursprunglig signal utan bakgrund (punktstreckad).

Utgående från samma simuleringar som tidigare, har autokorrelation och därur dämpkvot beräknats för ett antal fall, med och utan filtrering. Ett exempel på ACF för en simulerad signal med bakgrundsbrus och drivkraftkoefficient $F = 10$ visas i fig. 8a. ACF efter filtrering visas i fig. 8b, med heldragen linje. Den streckade linjen visar ACF efter filtrering och med bakgrundseliminering enligt ekv. (25); denna skall överensstämma med ACF för motsvarande signal *utan* bakgrund som visas av den punktstreckade linjen.

Dämpkvoten för simulerade signaler med bakgrundsbrus och olika drivkraftkoefficienter visas i tabell 1. Värdena inom parentes är beräknade från simuleringar utan bakgrund. Samtliga värden har beräknats mha kurvanpassning till ekv. (27). De parametrar som använts vid simuleringarna ger ett teoretiskt värde för dämpkvoten av 0,95, för vibrationer utan stötar.

3.4 Mätningar från Barsebäck-1

I de mätningar från Barsebäck som undersökts har bakgrunden varit relativt stor även inom det intressanta frekvensintervallet. Endast i ett fall, nämligen signalen från LPRM-24 (i detektorsond 2) vars APD visas i fig. 9a, kunde man se en tydlig vibrationstopp i frekvensspektrat, se fig. 9b. Man kan se att signalens APD utan filtrering väl följer en Gaussfördelning. Signalens APD efter bandpassfiltrering visas i fig. 9c och här ser man en tydlig distortion och en signifikant minskning av kurtosisvärdet. Detta tyder på att stötar förekom i det här fallet, något som dock ej har kunnat bevisas med någon oberoende metod. I fig. 9d visas ACF för den filtrerade signalen och man kan tydligt se att systemet är dämpat; dämp-

kvoten har beräknats till 0,40. Utgående enbart från detta värde är det omöjligt att säga någonting om förekomst av stötar. För detta krävs ett (teoretiskt eller uppmätt) referensvärde som gäller för vibrationer utan stötar. Samma analys har också utförts för LPRM-33 i detektorsond 3, vid vilken man *vet* att stötar förekom, eftersom man i efterhand kunnat konstatera skador på sonden och intilliggande bränsleelement. Dämpkvoten beräknades i detta fall till 0,18, alltså en otvetydig indikation på förekomst av stötar om man jämför med värdet för LPRM-24.

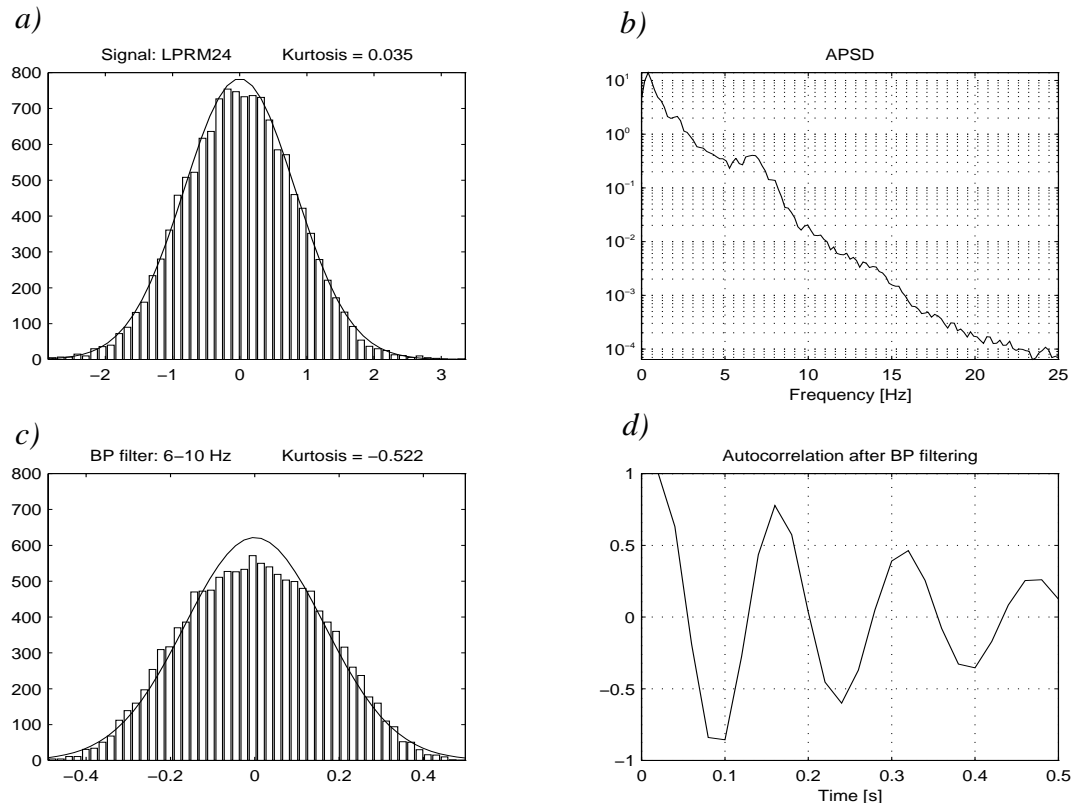


Fig. 9. a) APD och b) APSD för signal från LPRM24 i Barsebäck-1 samt c) APD och d) ACF för dito BP-filtrerade signal.

3.5 Slutsatser

Två indikatorer på stötar vid detektorsondvibrationer har undersökts: 1) Signalens kurtosisvärde och 2) dämpkvoten. Av dessa har dämpkvoten visat sig ge det mest pålitliga kvantitativa måttet och dessutom vara minst känslig för bakgrundsbrus. Nackdelen är att ett referensvärde krävs för att avgöra om stötar förekommer i ett godtyckligt fall. Kurtosisvärdet är väldigt känsligt för bakgrundsbrus, men har fördelen att ge en oberoende indikation på förekomst av stötar. I båda fallen har digital bandpassfiltrering med framgång använts för att vaska fram relevant information ur relativt brusiga signaler. Mycket arbete återstår dock innan man till fullo förstår inverkan av filtreringen och kan utnyttja den på ett optimalt sätt. Även vad gäller utveckling av en robust metod för att separera de olika delarna i autokorrelationen, återstår en del ansträngningar.

Kapitel 4

UPPBYGGNAD AV KOMPETENS FÖR ANVÄNDNING AV PROGRAMMEN CASMO OCH SIMULATE

Forskarassistent Ninos Garis har tillbringat 3 månader, 1 mars - 30 maj 1995 vid Studsvik of America (SOA) i Boston, USA. Han har utarbetat så kallade generiska modeller för både BWR och PWR, se [8]-[9]. Arbetet innebar sammanställning av input-filer tillhörande en färsk härd med godtyckligt (inom vissa ramar) bränsleinnehåll och framräkning av flera reaktorcykler till en jämviktshärd med patroner med olika utbränning, mm. Sådana modeller har ej funnits på SOA tidigare, eftersom företaget gör härddimensionering för kunder utgående från befintligt (delvis utbränt) bränsleförråd. Dessa modeller kommer att användas i institutionens fortsatta forskningsarbete, i synnerhet som stöd för att lösa konkreta diagnostikproblem för Ringhals. Genom vistelsen och arbetet har N. Garis fått en grundlig inledning till och erfarenhet av dessa koder. Fortsatt samarbete med SOA och Studsvik Core Analysis AB i Nyköping planeras också.

RIKTLINJER FÖR DEN FORTSATTA VERKSAMHETEN

Inom Etapp III planerar vi att genomföra följande delar:

- Fortsatt undersökning och tillämpning av brusmodeller. Den tvådimensionella, komplexa överföringsfunktionen, som nu har utarbetats och testats, kommer att användas i ett antal brusproblem, och eventuellt i arbetet att tolka mätningar från t ex Ringhals. Utveckling och implementering av ännu mer avancerade och realistiska modeller kommer också att övervägas, t ex en tvågruppsmodell för en reflekterad 2-D cylindrisk härd. Med en sådan modell kan man betrakta även reflektorn. I framtidsplanerna ingår även utarbetande av en numerisk, nodal modell av överföringsfunktionen, dock ej under Etapp III.
- Fortsatt undersökning av metoder baserade på neurala nätverk. Vi kommer att studera dels vissa principfrågor vad gäller förutsättningarna för felfri identifiering, dels konkreta diagnostikproblem. Tillämpning av NN algoritm kombinerat med den nyligen utvecklade komplexa överföringsfunktionen kommer också att undersökas.
- Fortsatt undersökning av detektorsondvibrationer och upptäckt av stötar. En ny idé är att försöka identifiera stötar genom de icke-stationära komponenter (t ex spikar, avklingande övertoner) som uppstår vid stötar. Dessa kan ej detekteras med vanlig frekvens- (Fourier) analys. En ny och mycket lovande metod för behandling och kvantifiering av icke-stationära processer är s.k. "wavelet analysis". Vi planerar att undersöka möjligheterna att, med denna metod, upptäcka stötar och eventuellt andra icke-stationära processer.
- Fortsatt användning av CASMO och SIMULATE. Vi planerar att undersöka i vilken utsträckning den statiska koden SIMULATE kan användas för dynamiska beräkningar. För en viss tidsberoende störning kan både tidsförlopp av reaktiviteten och förändring av statiska flödestätheten beräknas på ett statiskt (adiabatiskt) sätt. Således kan den adiabatiska approximationen av neutronbruset beräknas i ett realistiskt system med två energigrupper. Lämpligheten av detta förfarande för att approximera det rumsberoende neutronbruset kommer således att undersökas.

TILLKÄNNAGIVANDE

Föreliggande arbete har finansierats av Statens Kärnkraftinspektion, kontrakt nr 14.5-950505-95206.

NOMENKLATUR

ACF : Autokorrelationsfunktion (“Auto Correlation Function”)
ANN : Artificiella neurala nätverk (“Artificial Neural Network”)
APD : Amplitudfördelning (“Amplitude Probability Density”)
APSD : Autospektrum (“Auto Probability Spectrum Density”)
DR : Dämpkvot (“Decay Ratio”)
LPRM : Neutrondetektor (“Local Power Range Monitor”)

k : Multiplikationskonstant
 ρ : Reaktivitet ($\rho = (k - 1)/k$)
 $\Phi(r, t)$: Tid- och rumsberoende neutron flödestäthet
 Σ_a : Makroskopiskt absorptionstvärnsnitt
 D : Diffusionskonstant
 L : Diffusionslängd ($L = \sqrt{D/\Sigma_a}$)
 Σ_f : Makroskopiskt fissionstvärnsnitt
 ν : Medelantal neutroner per fission
 ω : Vinkelfrekvens [rad/s]
 λ : Tidskonstant för fördröjda neutroner
 β : Bråkdelen fördröjda neutroner
 Λ : Generationstid för prompta neutroner

REFERENSER

- [1] Pázsit I. and Garis N. S. (1995) *Forskningsprogram angående härddiagnostik med neutronbrusmetoder. Etapp I. Slutrapport*, SKI Rapport 95:14
- [2] Garis N. S. and Pázsit I. (1996) *On the kinetic response of a reactor with delayed neutrons II. Spatial effects*. To appear in *Ann. nucl. Energy*.
- [3] Pázsit I. (1996) *On the kinetic response of a reactor with delayed neutrons*. *Ann. nucl. Energy* **23**, 407.
- [4] Garis N. S., Pázsit I. and Glöckler O. (1995) *Application of neural networks and neutron noise for diagnostics of reactor internals vibration*. Proc. International Conference on Mathematics and Computations, Reactor Physics, and Environmental Analyses. April 30 - May 4, 1995, Portland, Oregon, U.S.A.
- [5] Pázsit I., Garis N. S. and Glöckler O. (1995) *Application of neural networks for neutron noise diagnostics of control rod vibrations*. Proc. 9th Power Plant Dynamics, Control and Testing Symposium, May 24-26, 1995, Knoxville, Tennessee.
- [6] Glöckler O., Pázsit I. and Garis N. S. (1995) *Neural Network Techniques for Control Rod Localisation*. SMORN-VII, 7th Symposium on Nuclear Reactor Surveillance and Diagnostics, 19 - 23 June, Avignon, France.
- [7] Pázsit I., Garis N. S. and Glöckler O. (1996) *On the neutron noise diagnostics of PWR control rod vibrations IV: Application of neural networks*. Submitted to *Nucl. Sci. Engng.*
- [8] Garis N. S. (1995) *PWR model with CASMO and SIMULATE*. Studsvik internal report, SOA 95/10S.
- [9] Garis N. S. (1995) *BWR model with CASMO and SIMULATE*. Studsvik internal report, SOA 95/11S.

