



Ricerca di Sistema elettrico

Metodi per Analisi di Sicurezza Nocciolo – PAR 2016

K. Burn, P. Console Camprini, R. Pergreffi, F. Rocchi

METODI PER ANALISI DI SICUREZZA NOCCIOLO – PAR 2016

K. Burn, P. Console Camprini, R. Pergreffi, F. Rocchi (ENEA)

Settembre 2017

Report Ricerca di Sistema Elettrico

Accordo di Programma Ministero dello Sviluppo Economico - ENEA

Piano Annuale di Realizzazione 2016

Area: Generazione di energia elettrica con basse emissioni di carbonio

Progetto: Sviluppo competenze scientifiche nel campo della sicurezza nucleare e collaborazione ai programmi internazionali per il nucleare di IV generazione

Obiettivo: Progettazione di sistema e analisi di sicurezza

Responsabile del Progetto: Federico Rocchi, ENEA

Questo rapporto contiene i due seguenti Rapporti Tecnici ENEA:

- K. Burn, P. Console Camprini, Development and Application of Monte Carlo Neutronics Methodologies for Safety Studies of Current Operating Reactors, ADPFISS-LP1-093
- R. Pergreffi, F. Rocchi, Analisi cinetica con codici deterministici di impianti nucleari di tipo PWR: transitori di barre di controllo, ADPFISS-LP1-095

Development and Application of Monte Carlo Neutronics Methodologies for Safety Studies of Current Operating Reactors

Descrittori

Tipologia del documento: Rapporto Tecnico
Collocazione contrattuale: Accordo di Programma ENEA-MSE su sicurezza nucleare e reattori di IV generazione
Argomenti trattati: Metodi Monte Carlo
 Neutronica
 Reattori Nucleari Evolutivi
 Calcoli di Schermaggio
 Tecniche Riduzione della Varianza

Sommario

This report deals with radiation transport calculations supporting safety analysis of nuclear reactors. The calculations employ Monte Carlo with the MCNP code and use the DSA variance reduction methodology. The first part of the report contains an analysis of ex-core responses, in particular pressure vessel damage, in a Gen-III PWR. Results from two approaches are compared. The first approach involves a decoupling of the problem. An analog simulation of the eigenvalue problem is performed and a fission source is created. This source is then used in a fixed source calculation with variance reduction parameters generated with the DSA. The second approach calculates the ex-core responses within the eigenvalue problem, again employing the DSA. The second part of the report deals with the PCA-Replica benchmark (SINBAD archive NEA-1517/93) concerning integral experiments performed at the NESTOR research reactor (Winfrith, UK). A fission plate irradiates a mock-up reproducing key materials for LWRs. The results are neutron spectra and dosimeter responses. Various nuclear data libraries are compared. The results show a satisfactory agreement between calculation and experiment.

Note

The authors of this report are:
K.W. Burn, P. Console Camprini


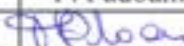
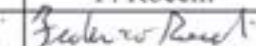

Copia n.			In carico a:			
2			NOME			
			FIRMA			
1			NOME			
			FIRMA			
0	EMMISSIONE	08-11-2017	NOME	K. W. Burn	F. Padoani	F. Rocchi
			FIRMA			
REV.	DESCRIZIONE	DATA		REDAZIONE	CONVALIDA	APPROVAZIONE

Table of Contents

1.	Introduction	4
2.	Structure of the Report	6
3.	Gen-III Nuclear Reactor Analysis.....	7
3.1	Reactor Model and Responses.....	7
3.2	Methodology.....	7
3.3	Standard Decoupled Approach.....	8
3.3.1	Fundamental Mode Calculation.....	9
3.3.2	Fixed Source Calculation	9
3.4	Single Eigenvalue Calculation.....	9
3.5	Results and Comparison.....	10
3.6	Conclusions	11
3.7	Acknowledgments.....	12
3.8	References.....	12
4.	PCA-Replica Shielding Benchmark	14
4.1	Introduction	14
4.2	PCA-Replica Benchmark.....	15
4.3	Geometry of the System	16
4.4	Composition of Materials.....	19
4.5	Neutron Source	20
4.6	Experimental Results.....	21
4.7	Calculational Methodology	23
4.8	Nuclear Data Sets.....	24
4.9	Comparison between Calculation and Measurement.....	25

	Centro Ricerche Bologna	Sigla di identificazione ADPFISS-LP1-093	Rev. 0	Distrib. L	Pag. 3	di 53
---	-------------------------	---	-----------	---------------	-----------	----------

4.10 Discussion.....	51
4.11 Conclusions	51
4.12 Acknowledgments.....	52
4.13 References.....	52

1. Introduction

Within the framework of safety analysis of nuclear systems, several modelling tools and numerical methodologies are utilized in order to represent possible scenarios and find out in detail the capacity of response of the facility - facing incidental or accidental conditions.

These evaluations are relevant during both the design and the licensing process and are a subject of interest for technical support organizations (TSO) and nuclear safety agencies, as well as research institutions.

Regarding the specific context of the analysis, a typical objective is the description of a neutron or photon source within a certain domain. The main aim is the definition of the consequent particle migration and the transport throughout the system.

The Monte Carlo method is employed in this field, being a powerful mathematical approach which allows a detailed description of the domain in question, together with a continuous-energy description of particle tracks in the phase space.

The history of each particle is reproduced, according to nuclear reactions defined by probability laws and sampling among all possible outcomes. Many such histories are simulated with this procedure until adequate confidence intervals on chosen responses are spawned. The neutron or photon flux is obtained, as well as related physical quantities, within detectors or control volumes of interest. Both fluxes and reaction rates such as dose and energy deposition may be required.

By contrast, the simulation of systems in which a consistent particle production is related to the intrinsic particle flux – namely multiplicative systems – forms a particular class of problems. In fact, simulation of nuclear fuel (composed of fissionable nuclides) belongs to this category. Firstly, it is necessary to characterize the source inherent to the medium and then it is possible to represent the effects of such a source in terms of each response of interest.


Sometimes the portions of phase space characterized by the requested response cannot be easily reached by the particles which populate the samples. In these cases, the targets are “far” from the particle generation points and the contribution to statistics is insufficient or – worse – almost absent even for a large number of histories simulated. The reason is always physical: it means that the particles do not easily find the path to travel deeply into the system to reach the desired target. This class of situations is usually called “deep penetration”.

Since physical features of the system do not allow to easily reach a particular portion of it, it is necessary to force the simulation to collect more particle histories that provide contributions. Various techniques are then devoted to the “variance reduction” of the simulation, increasing the quality of the statistics for a given response, reducing the associated variance. More interesting paths are stressed and populated with respect to less interesting ones. Of course such a distortion of the initial system is not physical and corrections are employed to take into account this artificial modification, keeping the average values constant

The present study is focused on the lifetime extension of currently operating nuclear power reactors and particularly on the estimation of the dose delivered to the reactor pressure vessel of a Gen-III PWR by both the neutron radiation and the gamma field. The continuous irradiation of structural materials causes atom displacement (dpa) in the medium and impacts the mechanical integrity. Particular attention is dedicated to the vessel reliability during operation [1].

The physical quantities used to evaluate the radiation impact for these purposes are neutron dpa and gamma dpa, or neutron fluence (energy above 1 MeV) and gamma kerma. Monte Carlo methods are suitable for the estimation of neutron and gamma contributions to dpa, since accurate responses are requested at particular points of the system – namely ex-core locations.

For some years, ENEA has been involved in the the development and implementation of variance reduction techniques in Monte Carlo simulations of radiation transport [2]. Normally, variance reduction is properly employed for problems in which a fixed source is defined. Histories are produced according to source specification together with suitable distortion biasing toward the locations of the region interested by responses. Instead more recently the techniques have been extended to eigenvalue problems [3].

	Centro Ricerche Bologna	Sigla di identificazione ADPFISS-LP1-093	Rev. 0	Distrib. L	Pag. 5	di 53
---	-------------------------	---	-----------	---------------	-----------	----------


The standard approach creates a source related to a multiplicative system: particle histories are simulated according to nature in analog mode. The source produced in this way is employed to generate particles and transport them toward the detectors – flux and dpa responses in this case - playing variance reduction according to parameters produced with the DSA method for fixed source and multiple responses (many responses in the same simulation). The problem is thus decoupled.

An alternative approach – which is tested here - is to obtain the results within a single calculation. While searching for the inherent source - due to the fact that the system is multiplicative – the detector responses are evaluated re-estimating the fundamental mode during the same run – without any decoupling and avoiding a subsequent fixed source calculation as previously described [3,4].

In this work, the new approach is compared to the standard procedure involving decoupling, for a number of neutron and gamma flux and dpa responses.

Neutron and gamma contributions to fast flux and dpa are evaluated at different points on the vessel surface of a Gen-III nuclear power reactor, by means of the MCNP transport code (versions 5-1.4 and 6.1) [5,6].

Results are presented and some characteristic features of the innovative method are shown, emphasizing the enhancements which are of interest for damage calculations as well as for deeper penetration problems concerning radiation shielding and decommissioning.

	Centro Ricerche Bologna	Sigla di identificazione ADPFISS-LP1-093	Rev. 0	Distrib. L	Pag. 6	di 53
---	-------------------------	---	-----------	---------------	-----------	----------

2. Structure of the Report

This report is divided into two parts.

The first part concerns the ongoing application of DSA Variance Reduction method to a Gen-III nuclear reactor core. Standard (decoupled) and innovative (single eigenvalue calculation) methods are employed and for both of them DSA variance reduction parameters are utilized.

The second part concerns a shielding benchmark calculation, the PCA-Replica experiment, whose purpose is to evaluate neutron cross-section libraries. Fixed source calculations are performed and DSA variance reduction parameters are used. The external source does not require decoupling in this case.

3. Gen-III Nuclear Reactor Analysis

3.1 Reactor Model and Responses

In this work, attention is focused on the evaluation of the damage caused by both neutron and gamma fluxes on the inner surface of the vessel. The model of the Gen-III reactor is prepared by means of the Monte Carlo code MCNP: detailed 3D geometrical description is implemented for the reactor core, the reflector and the inner vessel. The internals are modeled as well as the reactor pit. Reference for model preparation is based on data available to the authors (see acknowledgement).

Composition of the core corresponds to the end-of-cycle configuration, referred to the equilibrium cycle. Definition of fuel materials are assigned to each assembly and gadolinium rods are considered. No axial burn-up effect is taken into account. The geometry of the assemblies is detailed pin-by-pin, as in figure 1. Pressure vessel and reactor core are described in figure 2. Dose responses are requested at the inner vessel surface and at core mid-plane, at four angular positions: 0 degrees, 22.41 degrees, 36.26 degrees, 45 degrees. These locations are chosen in order to determine where the neutron and gamma fluxes reach a maximum value.

The nuclear data set utilized is ENDF/B-VII.1 [7] evaluated at both 293 K and 600 K for cold regions and hot portions inside the core, respectively. $S(\alpha,\beta)$ Data for thermal neutrons are from ENDF/B-VII.0 [8] for water at both 293 K and 600 K – for reasons of format compatibility between MCNP5 and MCNP6.

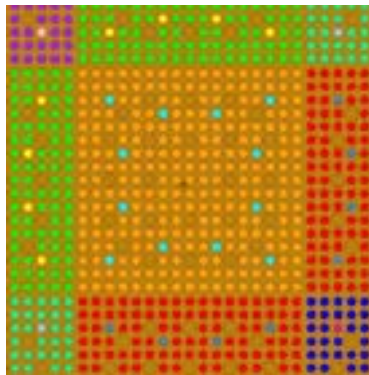


Figure 1.

MCNP model of the pin-by-pin geometry of the assemblies

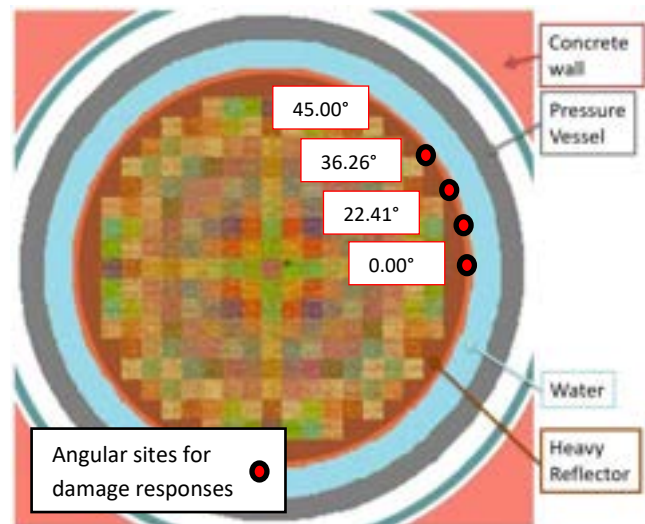


Figure 2.


MCNP reactor model and outside core (at core mid-plane)

The responses of interest are the following:

- neutron dpa with a response function for steel [9,10]
- neutron flux above 1 MeV
- neutron flux above 100 keV
- gamma dpa, with a response function for iron defined over 14 energy groups (threshold 700 keV) [11]

All responses are requested at the four angular positions; thus 16 tallies are considered in total.

3.2 Methodology

 Centro Ricerche Bologna	Sigla di identificazione	Rev.	Distrib.	Pag.	di
	ADPFISS-LP1-093	0	L	8	53

Variance reduction games are always required to perform deep penetration problems, and tools have to be employed to produce the variance reduction parameters which provide splitting and Russian roulette at each surface crossing in phase space.

The method utilized here is the Direct Statistical Approach (DSA). Developed for fixed source problems, it has recently been implemented also for multiplicative systems and thus for single calculations in which the fundamental mode flux is regenerated together with particular responses outside the multiplicative zone.

The DSA optimizes splitting and Russian roulette parameters at surfaces in space and in energy, either independent of, or dependent on, the weight of the progenitor arriving at the surface [2]. An important feature of the DSA is the capability of estimating the second-moment, in contrast to classical approaches that rely on the first-moment.

The rationale behind the algorithm and the mathematical method is the optimization in terms of a trade-off between over-splitting and under-splitting. Over-splitting tends to waste time; under-splitting induces too high variance per source history instead.

The DSA allows to deal with many responses, producing variance reduction parameters for a number of objectives simultaneously: this feature is called the multi-response capability. Conceived for fixed source problems, the multi-response capability has been implemented also for fundamental mode simulations.

The method relies on the utilization of both “local” and “global” responses. While in fixed source calculations only local responses are present, both local and global are considered in the case of the single fundamental mode calculation [12], the global responses being required in the fissile zone to maintain the fundamental mode. Conversely, local responses (ex-core) are related to detectors or particular results requested by the user.

Superhistories are employed to extend each cycle by increasing the number of fission generations between normalization points in the source-iteration scheme. (It has been found [13] that employment of superhistories dampens to acceptably low levels fluctuations in the fundamental mode that are stimulated by the variance reduction.)

The damage responses are determined through the following two calculational approaches:

1) Decoupled approach: an analog fundamental mode calculation produces the source that is then employed in a second step in which variance reduction parameters are produced with the DSA (in fixed source mode) and damage responses are generated.

2) Non-decoupled approach: a simulation generates the damage responses in a single calculation (with the DSA in eigenvalue mode). This utilizes variance reduction parameters within a fundamental mode simulation.

3.3 Standard Decoupled Approach

The standard approach for evaluation of ex-core responses consists on a two-step procedure.


First, the inherent source which is related to the critical configuration of a multiplicative system is found. This constitutes the first step and it is carried out in analog form – namely distributions utilized for the sampling process are according to physical laws and no biasing is present.

Fission reaction rates are requested for a particular binning of the fuel domain. The pattern normally used is a pin-by-pin subdivision together with an axial binning of the fuel pins. The source is constructed through tallies over those volumes and converted to a source file by means of an interface code.

Afterwards, a fixed source problem is solved using the previous tally output as a source term. Variance reduction parameters are produced during this second step and optimized for the required responses.

This two-step approach contains some approximations based on certain hypotheses:

- the binned source has a pin-by-pin pattern with a given axial discretization
- the source in each bin is homogenized both radially and azimuthally

	Centro Ricerche Bologna	Sigla di identificazione	Rev.	Distrib.	Pag.	di
		ADPFISS-LP1-093	0	L	9	53

- the fixed source has a constant energy distribution

The impact and the limits of this approach constitute the subject of the ongoing work reported here.

3.3.1 Fundamental Mode Calculation

The fission source is produced during a fundamental mode calculation, through 1200 cycles consisting of 10^6 histories each – with no inactive cycles since the transient stage of generating the fundamental mode source was already made. Only neutrons are transported and neutron fission production is tallied on a pin-by-pin pattern in all fuel assemblies in 52 axial bins. The length of the bins is about 3-4 cm at the core bottom and about 10-11 cm from some 150 cm below core mid-plane to 150 cm above core mid-plane. Then, in the upper part of the active zone, the length of the bins is 5-8 cm.

The relative standard deviation provided by MCNP for fission neutron production - without taking into account the correlation between the cycles - is below 5% for about 55% of the bins, 5%-10% for 18% of the bins, and the remaining 18% of the bins show a relative standard deviation of 10%-20%.

3.3.2 Fixed Source Calculation

Following the fundamental mode step, a fixed source simulation is performed in which the only source term considered is constituted by the fission neutrons, previously tallied. (For gamma responses, the activation of structures outside the core is not taken into account in this study, although in principle it is not negligible).

The results of the previous calculation are manipulated through an external Fortran routine, that prepares the customized fixed source, according to the core pin-by-pin pattern. Previous studies showed that a flat radial distribution within an assembly leads to an overestimation of the responses outside the vessel [14]. Thus, in this analysis a pin-by-pin pattern is preferred together with an axial binning to provide each pin with its own axial variation. No radial subdivision is made in each pin. The source position is sampled employing a patch to MCNP that reads the output from the first step while the source energy distribution is taken as the standard Watt spectrum for thermal fission. The damage responses previously described are requested in the second calculation step. Then, appropriate variance reduction parameters are prepared with the DSA (fixed source version) and optimized for all tallies simultaneously with the multi-response capability [2]. These parameters can then be converted to a Weight Window to be implemented in a standard MCNP input.

There are 7 Weight Window energy groups for neutrons and 4 for photons, with upper limits for neutrons: 1 eV, 1 keV, 20 keV, 0.2 MeV, 2 MeV, 5 MeV, 20 MeV and upper limits for photons: 1.5 MeV, 3 MeV, 5 MeV, 20 MeV (with a 700 keV threshold). The fixed source simulation is run up to a total of 10^{10} histories.

3.4 Single Eigenvalue Calculation

So as to avoid decoupling and the approximations inherent in such an approach, a single fundamental mode simulation is performed with the damage responses at the vessel surface and with the variance reduction parameters generated by the DSA.

Employing variance reduction normally distorts the fundamental flux shape. To mitigate this, additional global responses – distinguished from the local vessel damage responses – are inserted inside the core: in our case the core is subdivided into 4 non-equal axial segments and 4 radial segments and thus 16 in-core fission-heating tallies are requested.

There is then a trade-off between a necessary distortion of the particle population aimed at the local responses (damage tallies) and the fundamental mode restoration according to the global in-core responses (fission heating) [3,4,12].

It was found furthermore that the fundamental mode could only be properly balanced through the employment of superhistories [13]. Here a superhistory of 10 fission generations was employed, a number shown to be sufficient to achieve this goal [13].

3.5 Results and Comparison

Monte Carlo results obtained through both the single eigenvalue approach and the decoupled approach are compared. The decoupled approach is considered as reference, since it is common practice in ex-core problems. Notwithstanding, the decoupled approach implies a certain degree of approximation:

Firstly, there is the source discretization: the radial homogenization of the source throughout each pin does not take into account that neutron production is dominant in the outer part of the pin. (Instead we have seen that axial binning tends to be less important for most ex-core responses.)

Secondly the adoption of a single fission spectrum (^{235}U Watt, thermal fission) certainly represents an approximation as there is a non-negligible quantity of Pu in the core.

The DSA method in a single fundamental mode calculation attempts to quantify such approximations.

Note all the reported results have a relative standard deviation less than 1%. (Note that in the decoupled approach, the statistical error on the neutron source is ignored.) Furthermore, the two approaches are statistically independent. Primarily the standard decoupled approach shows a systematic underestimation of the results, compared to the single fundamental mode calculation: this occurs for all tallies at the core mid-plane and for both neutron-based and gamma-based responses.

The neutron flux (above 1 MeV) differs between 10% to 14%, going from the 45° to the 0° position, as shown in figure 3. Considering neutron dpa evaluations the trend is similar (see figure 4). Comparison yields an underestimation of the standard decoupled approach of 11%-12% with respect to the single eigenvalue approach. Conversely, the gamma dpa results are less sensitive to the simulation approach. In fact, the standard decoupled approach underestimates the gamma dpa by only some 2% to 5%, as reported in figure 5.

The systematic underestimation of the standard method – with respect to the DSA – constitutes the main result of the work.

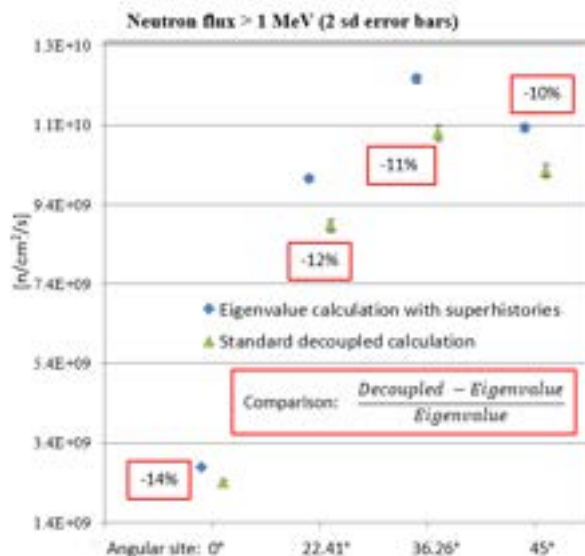


Figure 3.

Single eigenvalue and decoupled approaches:
comparison of neutron flux (above 1 MeV)

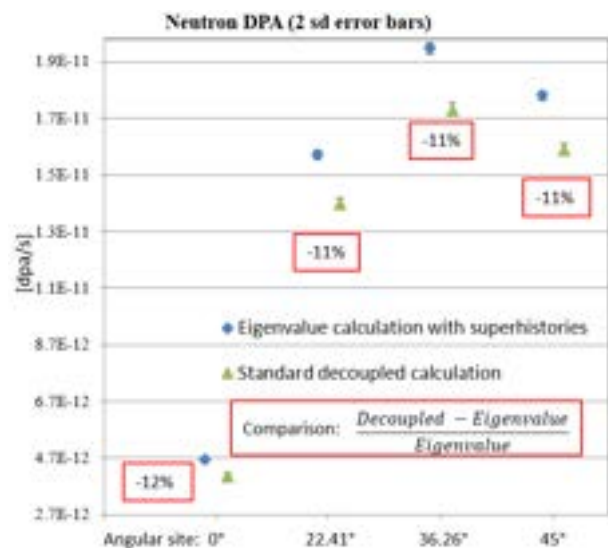


Figure 4.

Single eigenvalue and decoupled approaches:
comparison of neutron dpa

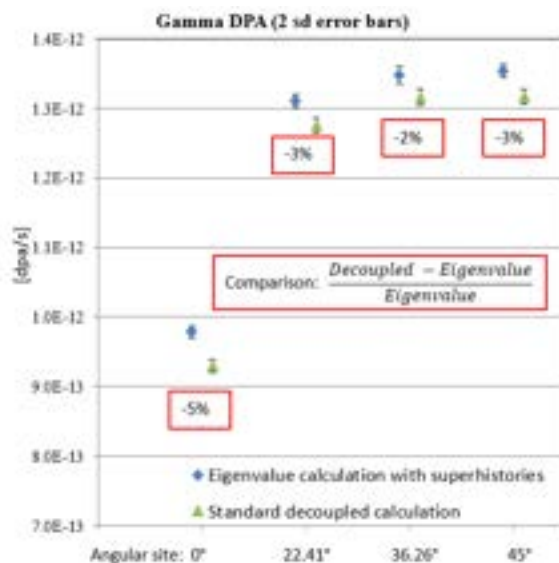


Figure 5.
Single eigenvalue and decoupled approaches:
comparison of gamma dpa

3.6 Conclusions

Within the framework of nuclear safety analyses supporting licensing and design of existing and innovative nuclear reactors, Monte Carlo codes are utilized to obtain detailed responses: in particular, fast neutron flux and dpa dose delivered by both neutrons and gammas to the pressure vessel.

Therefore, innovative methods to improve calculation efficiency as well as precision of the results are key tools to enhance safety analyses.

Currently, a decoupled approach is used to obtain ex-core responses in critical systems, through a first fundamental mode simulation in which a source is prepared for a subsequent decoupled fixed source calculation - provided with ad-hoc variance reduction parameters.

The innovative approach here proposed is based on the Direct Statistical Approach (DSA) [3,4,12,13]. It is implemented as a patch applied to MCNP and allows variance reduction for multiple responses within the same fundamental mode simulation without the need for decoupling.


This approach is applied here to a Gen-III PWR model, in which neutron and gamma damage responses are requested at the vessel surface at different angular positions at the core mid-plane.

Results show the following trend: the decoupled approach underestimates the tallies compared to the single eigenvalue approach by about 10%-14% for neutron-based responses (flux or dpa). Gamma dpa results are underestimated by less than 5%.

In addition, it is worth remarking that the calculation times of the two methods are similar.

Further simulations and tests are necessary in order to establish which approximation in the decoupled approach is mainly responsible for the differences.

This method can then provide an enhanced and more efficient methodology to support safety analyses of nuclear power plants, with interesting possible applications both in the radiation shielding and decommissioning domains.

	Centro Ricerche Bologna	Sigla di identificazione ADPFIS–LP1-093	Rev. 0	Distrib. L	Pag. 12	di 53
---	-------------------------	--	-----------	---------------	------------	----------

3.7 Acknowledgments

This work was carried out in the context of a collaboration between ENEA and IRSN (French Institute of Radiological Protection and Nuclear Safety) concerning the evaluation of ex-core responses in Gen-II and Gen-III PWRs. Furthermore IRSN provided the Gen-III PWR MCNP model used in this work.

The computing resources and the related technical support used for this work have been provided by CRESCO/ENEAGRID High Performance Computing infrastructure and its staff*. CRESCO/ENEAGRID High Performance Computing infrastructure is funded by ENEA, the Italian National Agency for New Technologies, Energy and Sustainable Economic Development and by Italian and European research programs, see <http://www.cresco.enea.it/english> for information.

*G. Ponti et al., Proc. of the 2014 International Conference on High Performance Computing and Simulation, HPCS 2014, 1030

3.8 References

- [1] A. Ballesteros et al., "The Role of Pressure Vessel Embrittlement in the Long Term Operation of Nuclear Power Plants", Nuclear Engineering and Design, 234 (2012) 63-68
- [2] K.W. Burn, "Optimizing Monte Carlo to multiple responses: The Direct Statistical Approach, 10 years on.", Nucl. Technol. 175, (2011) 138–145.
- [3] K.W. Burn, "Optimizing variance reduction in Monte Carlo eigenvalue calculations that employ the source iteration approach", Annals of Nuclear Energy, 73 (2014) 218-240
- [4] K.W. Burn, "A correction and a clarification to 'Optimizing variance reduction in Monte Carlo eigenvalue calculations that employ the source iteration approach'", Ann. Nucl. Energy, 85, 776 (2015)
- [5] X-5 Monte Carlo Team, "MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code", Version 5, LA-UR-03-1987 (2008)
- [6] T. Goorley et al., "Initial MCNP6 Release Overview – MCNP6 version 1.0", LA-UR-13-22934, (2013)
- [7] M.B. Chadwick et al., "ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data", Nuclear Data Sheets, 112 (2011), 2887-2996
- [8] M.B. Chadwick et al., "ENDF/B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology", Nuclear Data Sheets, 107 (2006), 2931-3060
- [9] Yu. A Korovin et al., "BISERM-2. Nuclear Data Library for Evaluation of Radiation Effects in Materials Induced by Neutrons of Intermediate Energies", IAEA-NDS-203 (March 1997)
- [10] A. Konobeyev, K. Voukelatou, "Displacement Cross-Sections for Materials Irradiated with Neutrons and Protons at the Energies up to 1 GeV". Private communication, April 2003
- [11] E.D. Blakeman, "Neutron and Gamma Fluxes and dpa Rates for HFIR Vessel Beltline Region (Present and Upgrade Designs)", ORNL/TM-13693 (Nov. 2000)
- [12] K.W. Burn, "Estimating Local In- and Ex-Core Responses within Monte Carlo Source Iteration Eigenvalue Calculations", PHYSOR 2014, JAERI-Conf 2014-003 (2014)
- [13] K.W. Burn, P. Console Camprini, "Radiation transport out from the reactor core: to decouple or not to decouple", ICRS-13 & RPSD-2016, Paris, November 2016
- [14] M. Brovchenko et al., "Neutron-gamma flux and dose calculations for feasibility study of instrumentation implementation in the European Pressurized Reactor (EPR)", ICRS-13 & RPSD-2016, Paris, November 2016



Centro Ricerche Bologna


Sigla di identificazione
ADPFISS-LP1-093

Rev.
0

Distrib.
L

Pag.
13

di
53

	Centro Ricerche Bologna	Sigla di identificazione	Rev.	Distrib.	Pag.	di
		ADPFISS-LP1-093	0	L	14	53

4. PCA-Replica Shielding Benchmark

4.1 Introduction

Within the framework of nuclear engineering design and safety evaluations, an important role is performed by shielding calculations. These analyses are utilized to support both the exploitation of existing plants (in particular their lifetime extension as well as decommissioning strategies) and the design of innovative nuclear systems.

Thermal and mechanical properties of relevant structural materials are modified by irradiation conditions and fluence, mainly degrading component performances and endurance. In fact, structural materials inside a nuclear power reactor experience both radiation hardening and shift of ductile-brittle transition temperature (DBTT) which tends to increase as we move towards operating conditions. Designers consider that potential damage depends mainly on the magnitude of the neutron fluence (and especially on the portion above 100 keV) received by an exposed component.

In particular, the pressure vessel is a crucial component which must not fail. It therefore determines the nuclear plant lifespan. Moreover, internals are subjected to high irradiation doses as well, and if they are not replaceable, deserve particular analysis and controls during the operating life of the plant [1].

For these reasons, radiation-resistant materials are selected for key components. Numerical analysis is normally carried out right from the early design phase to evaluate radiation damage, from microscopic phenomena up to macroscopic analysis at the component scale [2]. Results are then compared with data from irradiation experiments and material tests.

The main input for numerical damage estimation to mechanical components is dose evaluation and the determination of the neutron and gamma irradiation field is the key part of the analysis. The preferred approach relies on transport codes and in particular Monte Carlo methods, that can treat nuclear data in a continuous fashion and accept three-dimensional complex geometries.

In order for the numerical tools to provide neutron flux and dose evaluations with a properly estimated uncertainty - mainly related to input data - benchmark calculations are usually prepared and updated for each issued nuclear data set [3]. Experiments are designed to reproduce simple and representative geometry and materials so as to be able to extrapolate the results to full-size components of the nuclear facility: nuclear power plants, research reactors, radioactive sources, waste storage repositories.

In addition to vessel degradation issues, nuclear reactors require evaluations of the radiation penetration outside the pressure vessel, to provide designers with specific information concerning doses to personnel during operation but also to electronic equipment and diagnostic and control devices. Therefore, both in-core and ex-core responses require validation benchmarks to support the calculations.

Experimental shielding mock-ups for benchmark purposes involve materials of interest (structural, coolant, moderator...) based on the technology of interest [4,5]. Thus, measurements in benchmarks have to be carried out with a high degree of accuracy in order to provide sufficiently accurate results to highlight numerical performances, through comparison between calculation and measurement [6].

The present work concerns an analysis of iron and water as structural and moderator materials in GenII and GenIII LWR's. This shielding experimental benchmark is provided by the Nuclear Energy Agency (NEA) and assembled in the Shielding Integral Benchmark Archive and Database (SINBAD) [7]. In particular, the present study deals with the PCA-Replica experimental benchmark [8] and the simulations were carried out with the MCNP6.1 Monte Carlo transport code [9]. Variance reduction techniques were employed and variance reduction coefficients in the form of weight window parameters [10] were produced by means of the DSA method [11].

Simulation responses to be compared with experimental results are: dosimeter readings (10 positions) and neutron spectra (2 positions).

The nuclear data utilized in this calculation are subdivided into the two categories: nuclear data sets for neutron transport and dosimetry data for neutron response functions. The results presented compare the following nuclear transport libraries: ENDF/B-VI.6 [12], ENDF/B-VII.1 [13], JEFF-3.1 [14], JEFF-3.1.2 [15], JEFF-3.2 [16] and JENDL-4.0 [17]. For each of these transport libraries, dosimetry data tables for dosimeter readings – namely reaction rates – have been generated with the following files: 531DOS, 532DOS, LLLDOS [18], IRDF2002 [19] and IRDFv1.05 [20].

4.2 PCA-Replica Benchmark

The PCA-Replica shielding benchmark is part of the Shielding Integral Benchmark Archive and Database (SINBAD) at the Nuclear Energy Agency (NEA-1517/93) [7]. The PCA-Replica experimental campaign has been carried out at the NESTOR research reactor at UKAEA Winfrith in the early 1980's [8]. The experiment was prepared in the ASPIS irradiation facility – inside NESTOR – in which a movable trolley carried the experimental device (fission plate and shielding mock-up) (Fig. 1).

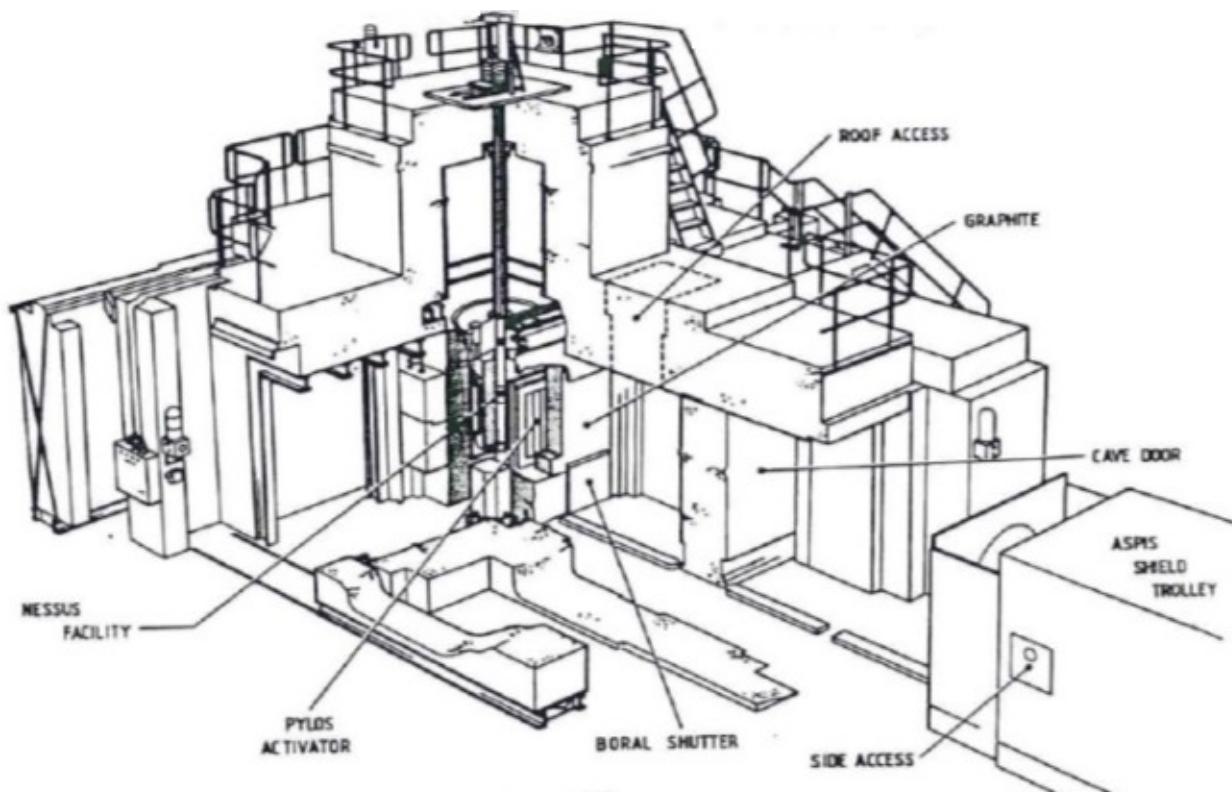


Figure 1. NESTOR reactor and the ASPIS shield trolley [8]

PCA-Replica is an iron/water shielding benchmark since the objective is to evaluate the uncertainty in numerical simulations of the neutron flux inside the thermal shield and pressure vessel – which are mainly composed of iron - in light water reactors. Through evaluation of the neutron flux it is possible to determine dose, nuclear heating and atomic displacement in materials. In addition, the

characterization of the neutron irradiation field in the ex-core region – namely in the void zone between pressure vessel and biological shield – is an objective of the evaluation.

The experimental geometry consists of a simple multilayer domain composed of the materials of interest: mild steel, stainless steel, light water and a void region. Materials are listed according to neutron penetration away from the source as follows:

- planar neutron source (fission plate)
- water gap (12 cm)
- thermal shield sample (6 cm)
- water gap (13 cm)
- pressure vessel sample (22 cm)
- void box
- water pool

The experimental mock-up is immersed in water and placed on the ASPIS movable trolley (Fig. 2) [8].

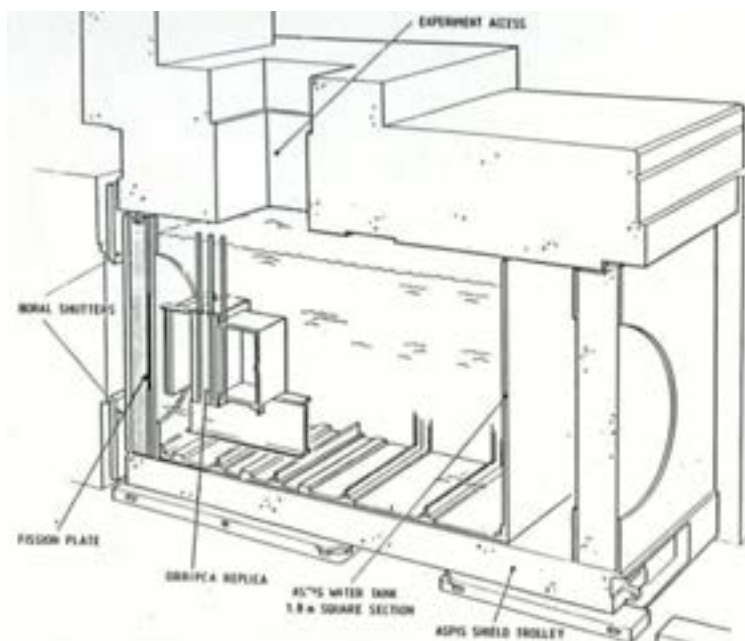


Figure 2. PCA-Replica mock-up installed inside the ASPIS facility [8]

The fission plate was designed in order to employ a precise source characterization through a fission spectrum. In fact, PCA-Replica was intended to provide support and verification to the previously performed PCA experiment carried out at ORNL in 1978 [21]. This was sponsored by the US NRC within the framework of the Surveillance Dosimetry Improvement Program (SDIP). An experimental campaign was carried out to validate nuclear data and methodology for dose estimation to the reactor pressure vessel (RPV), thermal shield (TS) and ex-core neutron leakage for ex-core irradiation issues. Despite a simple experimental mock-up, a more precise source specification was preferred for benchmark requirements.

Therefore, the Winfrith research group decided to prepare a new experimental configuration, in which a fission plate situated outside the NESTOR core could be irradiated by the thermal neutron leakage flux. This provided a well-defined source with a fission spectrum.

4.3 Geometry of the System

The PCA-Replica geometry is basically a multi-layer installation of steel specimens representing a thermal shield and pressure vessel immersed in light water. The problem consists of a series of slabs made of steel placed parallel to the x-y plane (where y is the vertical direction), while the main direction of the problem is along the z axis (the horizontal cross section is shown in Fig. 3).

The NESTOR core is not represented but is situated above the upper part of Fig. 3. The neutron flux diffuses from the core through the shutter made of graphite (zone 1) and the aluminum window (zone 2). Zone 19, concrete, represents part of the NESTOR shield. The void region – zone 3 – indicates the space between the fixed portion (at the top of the picture) and the movable trolley (all parts below zone 20).

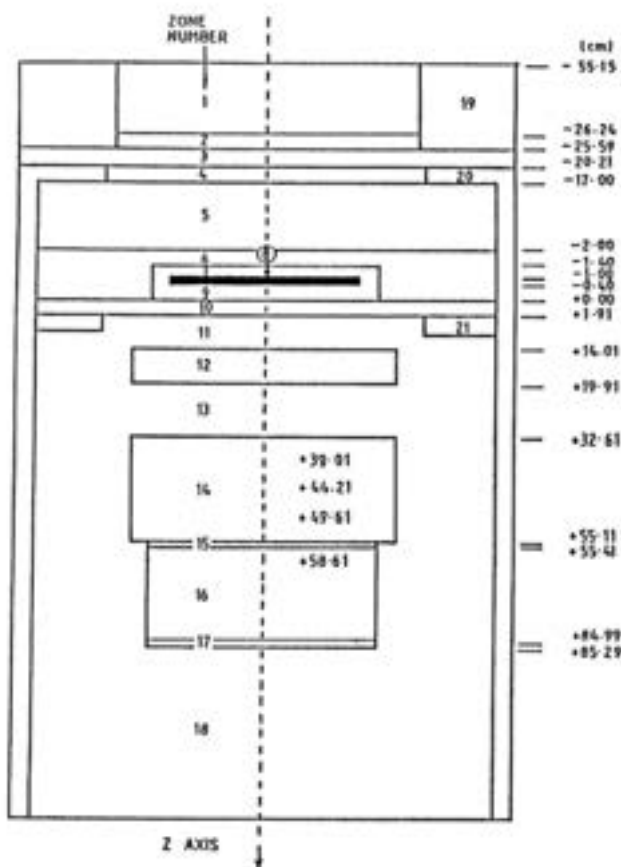


Figure 3. PCA-Replica geometry cross-section (horizontal cross section x-z) [22]

The x-y dimensions of the zones shown in Fig. 3 are provided in Table 1. All zones are parallelepipeds apart from zone 4 which is circular.

Zone 20 represents the trolley sides; they are made of mild steel and contain all the test facility. Neutrons from NESTOR core pass through the circular window made of aluminum, zone 4. Then, a graphite layer, zone 5, provides further moderation [23].

The fission plate (zone 8) is inserted in an aluminum cladding about 0.4 cm thick (zones 7 and 9).

Zone 10 is an aluminum barrier, beyond which the water volume is contained. Zone 11 indicates the water layer, 12 cm thick, inside the structure, zone 21 (mild steel). Zone 13, 13 cm thick, is water. (The water layer thickness is a key parameter in a shielding benchmark for water reactor technology. For this reason, the PCA-Replica is referred to as a 12/13 iron/water benchmark.) The metallurgical specimen (zone 12) is made of stainless steel and represents the thermal shield. By contrast, a mild steel sample (zone 14) simulates the reactor pressure vessel [24].

Beyond the pressure vessel sample, zone 16 is void. The thin slabs (zones 15 and 17) are water-tight aluminum layers. Water is in zone 18 and surrounds the specimens. In the real experimental facility, concrete structure is present outside zone 20. Instead in this model, zero albedo is assumed outside zone 20.

Zone	Material	Section	Dimensions [cm]
1	Carbon	Square	119.0 - Side
2	Aluminum	Square	119.0 - Side
3	Void	Square	185.0 - Side
4	Aluminum	Circular	56.06 - Radius
5	Carbon	Square	180.0 - Side
6	Void	Square	180.0 - Side
7	Aluminum	Rectangular	68.5 x 47.5
8	Fuel	Rectangular	63.5 x 40.2
9	Aluminum	Rectangular	68.5 x 47.5
10	Aluminum	Square	180.0 - Side
11	Water	Square	180.0 - Side
12	Stainless Steel	Square	68.5 - Side
13	Water	Square	180.0 - Side
14	Mild Steel	Square	68.5 - Side
15	Aluminum	Square	60.0 - Side
16	Void	Square	59.4 - Side
17	Aluminum	Square	60.0 - Side
18	Water	Square	180.0 - Side

Table 1. Materials and dimensions in x-y plane [8]

In order to better describe the fissile region, zone 8 is further subdivided. The fission plate is actually composed of 52 fuel strips, each 1.016 mm thick and 30.48 mm wide and with a height of 635 mm. They are grouped in clusters of 4 strips each, as shown in the sketch in Fig. 4. The clusters of strips are positioned with a pitch of 30.92 mm. The total thickness of the fission plate in zone 8, including metallic uranium strips and voids, is 6 mm. A cross-section of zones 7, 8 and 9 with a detailed view of fission plates is reproduced at the bottom of Fig. 4.

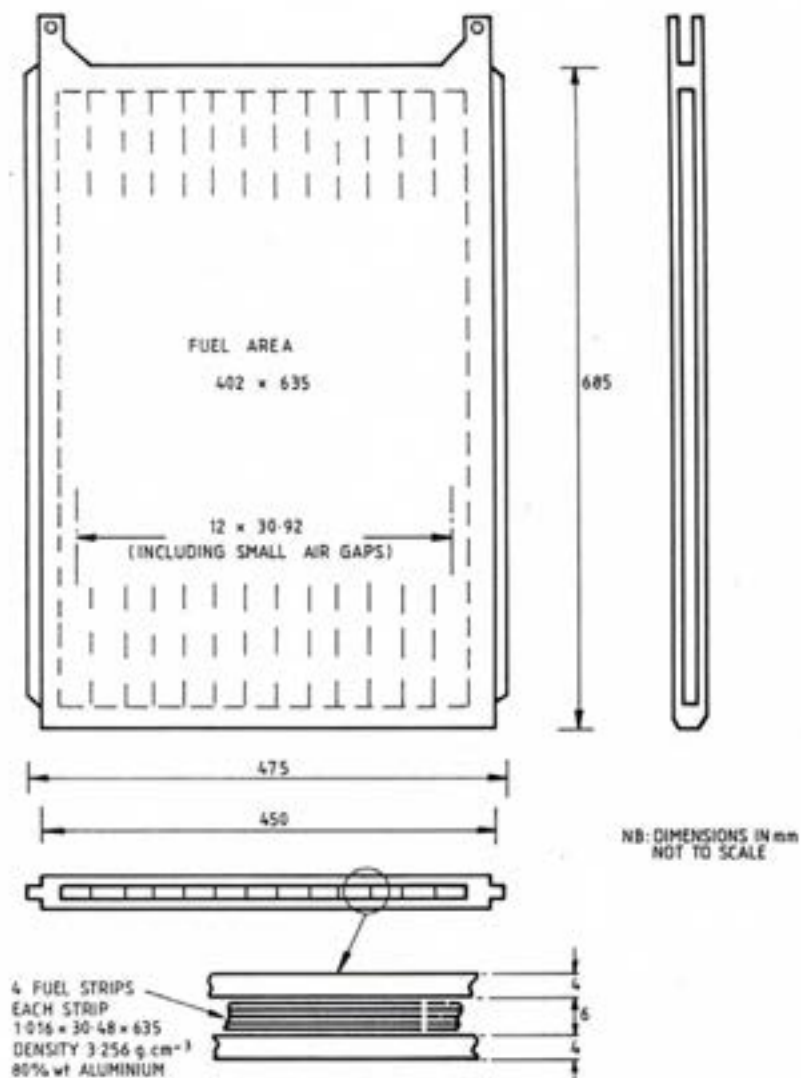


Figure 4. Fission plate geometry: detailed description [8]

4.4 Composition of Materials

The materials utilized in the present benchmark are mainly water and steel. Structural materials, neutron windows (i.e. aluminum) and moderator are then necessary to completely define the calculational mock-up. They are all at room temperature, thus 300 K cross-section nuclear data tables are used. The fission plate is made of 93% enriched uranium in ^{235}U . The isotopic composition of all other elements is natural [25]. The material compositions are shown in Table 2.

Material	Material Density [g/cm ³]	Element	Weight [%]	Atomic Density [atoms/cm ³]
Graphite	1.65	C	100.0	8.276E+22
Aluminum Cladding	2.70	Al	100.0	6.029E+22
Alloy Fuel*	3.257	Al	80.0	5.818E+22
		U-235	18.6	1.552E+21
		U-238	1.4	1.154E+20
Water	1.0	H	11.19	6.688E+22
		O	88.81	3.344E+22
Stainless Steel	7.88	C	0.017	6.721E+19
		Si	0.44	7.438E+20
		Mn	1.57	1.356E+21
		P	0.025	3.832E+19
		S	0.006	8.884E+18
		Cr	18.4	1.688E+22
		Ni	9.4	7.601E+21
		Mo	0.37	1.831E+20
		Ti	0.009	8.920E+18
		Nb	0.014	7.154E+18
		Cu	0.24	1.793E+20
		Fe	69.509	5.909E+22
Mild Steel	7.835	C	0.22	8.646E+20
		Mn	1.09	9.366E+20
		P	0.01	1.524E+19
		S	0.032	4.711E+19
		Fe	98.648	8.338E+22
Concrete	2.3	Si	33.7	4.120E+22
		Fe	1.4	8.609E+20
		H	1.0	3.407E+22
		O	52.9	1.135E+23
		Al	3.4	4.327E+21
		Ca	4.4	3.770E+21
		Na	1.6	2.390E+21
		K	1.6	1.405E+21

* Uranium enriched to 93 w% in U-235

Table 2. Detailed composition of materials used in the problem [8]

4.5 Neutron Source

The PCA-Replica experiment is driven by a fission plate coupled to the NESTOR core via a thermal column. This source is particularly interesting for the degree of accuracy since the energy distribution is exactly a fission spectrum induced by thermal neutrons.

The shape factor in the x-y plane is defined in Table 3. As we can see it is consistent with the dimensions of zone 8. The source intensity in Table 3 is given in terms of neutrons/cm³/Watt (Watt refers to the fission plate power) and the relative source intensity is obtained after multiplying the data in Table 3 by the respective volumes. The thickness of the plate is constant over the whole area.

X-axis [cm]	-20.10 ÷ -12.10	-12.10 ÷ -4.10	-4.10 ÷ 4.10	4.10 ÷ 12.10	12.10 ÷ 20.10
Y-axis [cm]					
-31.75 ÷ -26.32	4.424E+07	4.418E+07	4.495E+07	4.448E+07	4.560E+07
-26.32 ÷ -20.58	4.609E+07	4.518E+07	4.557E+07	4.535E+07	4.772E+07
-20.58 ÷ -15.44	4.885E+07	4.696E+07	4.744E+07	4.747E+07	5.040E+07
-15.44 ÷ -10.00	5.157E+07	4.885E+07	4.690E+07	4.989E+07	5.293E+07
-10.00 ÷ -3.33	5.393E+07	5.055E+07	5.160E+07	5.217E+07	5.505E+07
-3.33 ÷ 3.33	5.500E+07	5.135E+07	5.252E+07	5.332E+07	5.601E+07
3.33 ÷ 10.00	5.426E+07	5.078E+07	5.179E+07	5.264E+07	5.531E+07
10.00 ÷ 15.44	5.231E+07	4.927E+07	4.996E+07	5.069E+07	5.351E+07
15.44 ÷ 20.58	5.006E+07	4.764E+07	4.806E+07	4.855E+07	5.144E+07
20.58 ÷ 26.32	4.802E+07	4.642E+07	4.684E+07	4.699E+07	4.964E+07
26.32 ÷ 31.75	4.723E+07	4.670E+07	4.778E+07	4.756E+07	4.874E+07

Table 3. Neutron source shape in x-y plane for the fission plate [8]

Considering the source shape in the z direction, region 8 is divided into four parts and the dependence of the source on z is reported in Table 4 as a histogram distribution.

Step	Interval z axis	Value	Error
Spike 1	- 1.00 -- 0.85 cm	1.109	± 0.008
Spike 2	- 0.85 -- 0.70 cm	0.997	± 0.027
Spike 3	- 0.70 -- 0.55 cm	0.939	± 0.020
Spike 4	- 0.55 -- 0.40 cm	0.955	± 0.013
Mean spike	- 1.00 -- 0.40 cm	1.000	± 0.006

Table 4. Neutron source shape in z direction for the fission plate [8]

The geometric characterization of the neutron source is then easily reproduced by implementing in MCNP the discrete shape functions in Tables 3 and 4. Concerning the energy spectrum, a standard Watt fission spectrum with recommended parameters for thermal fission in ^{235}U [9] was employed.

The fission neutron production in the plate is considered proportional to the NESTOR core power – from 1 W to 30 kW – with a good degree of accuracy of about 0.4% over the full power range. The PCA-Replica experiment has been carried out with the NESTOR core at full power – namely 30 kW [8]. The final normalization of the fission plate neutron source is 5.1274480×10^7 n/sec/NESTOR Watt [8] (2.104×10^7 fissions/sec/NESTOR Watt multiplied by a mean value of 2.437 n/fission [8]). Note that a total error of 3.8% was assigned to the fission plate output [8].

4.6 Experimental Results

The experimental results produced during the PCA-Replica campaign consisted of the dosimeter readings and the neutron spectra. Since this benchmark is oriented to pressure vessel protection and damage evaluation, particular attention has been paid to the high-energy tail of the neutron spectrum. To this purpose inelastic scattering and proton-recoil dosimeters have been employed with different threshold energies. The response functions utilized are the following:

- ^{103}Rh dosimeters ($^{103}\text{Rh}(n,n')^{103\text{m}}\text{Rh}$ reaction) with energy threshold around 0.04 MeV;
- ^{115}In dosimeters ($^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$ reaction) with energy threshold around 0.35 MeV;
- ^{32}S dosimeters ($^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$ reaction) with energy threshold around 1.00 MeV.

The dosimeters were placed at ten positions inside both the water gaps, the cavities within the pressure vessel sample at $\frac{1}{4}$ and $\frac{3}{4}$ of its thickness (referred to as T/4 and 3T/4) and the void box after the pressure vessel sample. Their positions are reported in Table 5.

	Reference Location	Distance from Fission Plate [cm]	Reaction Rate/NESTOR Watt [dps/atom]		
			$^{103}\text{Rh}(n,n')^{103m}\text{Rh}$	$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	$^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$
			Systematic \pm 3%	Systematic \pm 2%	Systematic \pm 4%
1	12 cm Water Gap	1.91	1.69 E -20 \pm 3%	-	-
2		7.41	3.78 E -21 \pm 3%	-	-
3		12.41	1.40 E -12 \pm 3%	-	-
4		14.01	1.27 E -21 \pm 3%	-	-
5	13 cm Water Gap	19.91	4.23 E -22 \pm 3%	-	-
6		25.41	1.15 E -22 \pm 4%	-	-
7		30.41	4.73 E -23 \pm 4%	-	-
8	T/4	39.01	2.07 E -23 \pm 1%	3.93 E -24 \pm 0.9%	1.08 E -24 \pm 1.5%
9	3T/4	49.61	5.53 E -24 \pm 1.9%	8.23 E -25 \pm 1.4%	1.46 E -25 \pm 1.9%
10	Void Box	58.61	1.80 E -24 \pm 1.6%	2.31 E -25 \pm 1.5%	3.73 E -26 \pm 1.3%

Table 5. Threshold reaction rates as measured on the horizontal axis (z axis) [8]

Dosimeter readings are provided with a twofold uncertainty: both systematic and stochastic errors are indicated in Table 5 (stochastic are interpreted as 1 standard deviation of a Gaussian distribution).

As far as the neutron source is concerned, the PCA-Replica source comes mainly from the fission plate. However, some background from the NESTOR core is present, although at a low intensity. It is taken into account as follows:

- dosimeter responses in water gaps (positions 1 to 7): 2% more than fission plate alone;
- dosimeter responses in vessel and void (positions 8 to 10): 4% more than fission plate alone.

The neutron spectra have been generated at two positions: inside the vessel sample and in the void box (at the same positions as dosimeters 8 and 10 in Table 5). Spectrum measurements have been made with hydrogen-filled proportional counters together with Ne213 organic liquid scintillators to extend the energy range of spectral measurements above that achievable by gas counters. The experimental results are reported in Table 6. The estimated uncertainty on the unfolded fluxes is not reported in [8]. Thus only the neutron background is considered as a source of uncertainty – as reported above about 4% of the fission plate intensity for these two positions.

Energy Group		Flux per unit Lethargy/NESTOR Watt	
Lower limit [MeV]	Upper limit [MeV]	T/4 position	Void Box position
0.052	0.059	6.8	0.45
0.059	0.067	6.0	0.68

0.067	0.076	6.7	1.21
0.076	0.086	6.7	1.15
0.086	0.097	6.3	0.58
0.097	0.111	7.4	0.87
0.111	0.126	9.0	1.48
0.126	0.143	10.0	2.22
0.143	0.162	9.0	1.62
0.162	0.183	10.0	1.92
0.183	0.207	9.2	1.60
0.207	0.235	10.3	1.49
0.235	0.266	11.7	2.22
0.266	0.302	14.0	3.13
0.302	0.342	17.0	3.31
0.342	0.388	16.0	2.99
0.388	0.439	13.7	1.88
0.439	0.498	16.2	2.33
0.498	0.564	19.0	2.74
0.564	0.639	23.9	4.12
0.639	0.724	20.3	3.19
0.724	0.821	17.1	1.75
0.821	0.930	15.7	1.93
0.930	1.054	15.5	1.69
1.054	1.194	15.3	1.53
1.194	1.353	13.7	1.16
1.353	1.534	13.8	0.94
1.534	1.748	13.3	0.78
1.748	1.969	11.9	0.61
1.969	2.231	11.7	0.46
2.231	2.528	11.2	0.35
2.528	2.865	9.2	0.27
2.865	3.246	6.9	0.18
3.246	3.679	4.4	0.13
3.679	4.169	4.8	0.10
4.169	4.724	5.0	0.09
4.724	5.353	4.2	0.09
5.353	6.065	3.5	0.07
6.065	6.873	2.2	0.06
6.873	7.788	1.5	0.03
7.788	8.825	1.1	0.02
8.825	10.0	0.2	0.01


Table 6. Neutron spectra as measured at T/4 and Void Box positions [8]

4.7 Calculational Methodology

The PCA-Replica benchmark has been simulated with the Monte Carlo code MCNP6.1 [9] which allows a reasonably faithful representation of the geometry of the facility.

A Cartesian fission source in x-y-z coordinates has been implemented and subsequent fissions in the fission plate are treated as absorptions. Neutron-only calculations have been run.

Simulations were run with 10^9 histories each with a computation time of about 200 min-CPU on a HPC supercomputer CRESCO4 at ENEA Portici Research Center [26].

 Centro Ricerche Bologna	Sigla di identificazione	Rev.	Distrib.	Pag.	di
	ADPFISS-LP1-093	0	L	24	53

Variance reduction techniques were implemented. Firstly, an energy cutoff was enabled with a threshold of about 50 keV which takes into account both the energy threshold of the detectors and the lowest energy group in the spectrum counters. Then the multi-response capability of the DSA (Direct Statistical Approach) [11] was employed to produce variance reduction parameters in the form of a weight window [10]. As far as the detector responses were concerned, the calculational (i.e. Monte Carlo statistical) uncertainty was then below 1% even for the ^{32}S detector position in the void box – which is the farthest position from the fission plate and has the highest threshold energy. (We remind ourselves that the uncertainty in the source intensity (§5) is 3.8%.)

4.8 Nuclear Data Sets

The present benchmark has been utilized to test the following types of nuclear data:

- neutron interaction tables for the particle transport;
- dosimetry interaction tables for the dosimeter readings.

All the data are at room temperature – namely 300 K. For each neutron interaction library, every dosimetry table was tested. The following neutron interaction and dosimetry libraries have been employed:

Neutron interaction tables:

- ENDF/B-VI.6 [12]
- ENDF/B-VII.1 [13]
- JEFF-3.1 [14]
- JEFF-3.1.2 [15]
- JEFF-3.2 [16]
- JENDL-4.0 [17]

Dosimetry interaction tables:

- 531DOS [18]
- 532DOS [18]
- LLLDOS [18]
- IRDF2002 [19]
- IRDFF-v1.05 [20]

The dosimetry tables 531DOS and 532DOS are based on ENDF/B-V. LLLDOS is based on ACTL from LLNL. 531DOS and 532DOS do not include $^{103}\text{Rh}(n,n')^{103\text{m}}\text{Rh}$, while LLLDOS does not include $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$. In contrast, the $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$ reaction is present in all three dosimetry sets. IRDF2002 and IRDFF-v1.05 are more recent IAEA evaluations, although originally based on ENDF/B-V, which include all dosimetry cross-sections used in this benchmark.

It should be mentioned that the $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$ cross-sections in 531DOS and 532DOS are identical, thus only one is reported in the results. Also the $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$ cross-sections in 532DOS and LLLDOS are identical below 14 MeV and therefore only 532DOS is reported. $^{103}\text{Rh}(n,n')^{103\text{m}}\text{Rh}$ and $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$ differ between IRDF2002 and IRDFF-v1.05 in the value of the energy threshold. Although for $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$ there is only a very slight difference, they were kept separate in the comparison. Thus the following dosimetry cross-sections were tested:

	$^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$	$^{103}\text{Rh}(n,n')^{103\text{m}}\text{Rh}$	$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$
531DOS	×		
532 DOS	×		×

LLLDOS		×	
IRDF2002	×	×	×
IRDFF-v1.05	×	×	×

4.9 Comparison between Calculation and Measurement

The results for the Dosimeter responses are shown in the following D series of fifteen Figures. The dosimeter reaction rates have been evaluated along the central axis, even at positions where the real dosimeters are not placed during the experiment. This illustrates the reaction rate trend through the water and the steel samples.

Figs. D.E7.1, D.E7.2, D.E7.3, D.E7.4 and D.E7.5 show the comparison between calculation and measurement with ENDF/B-VII.1 transport neutron cross-sections for the five dosimetry files: 531DOS, 532DOS, LLLDOS, IRDF2002 and IRDFF-v1.05 respectively. Figs. D.JF32.1 – D. JF32.5 show the same comparison with JEFF-3.2 transport neutron cross-sections and Figs. D.JL4.1 – D.JL4.5 with JENDL-4.0 cross-sections.

In these fifteen D series Figures, the calculational results are normalized to the NESTOR power, as are the measurements, i.e. the calculational results and measurements are completely independent of each other. Furthermore, the previously cited measurement errors and the stochastic calculational uncertainties are reported in these Figures as 1 standard deviation error bars. However, they are largely invisible. In any case it is apparent from these Figures that there is a good agreement between calculation and measurement. However, because of the scale we are not able to glean any further information.

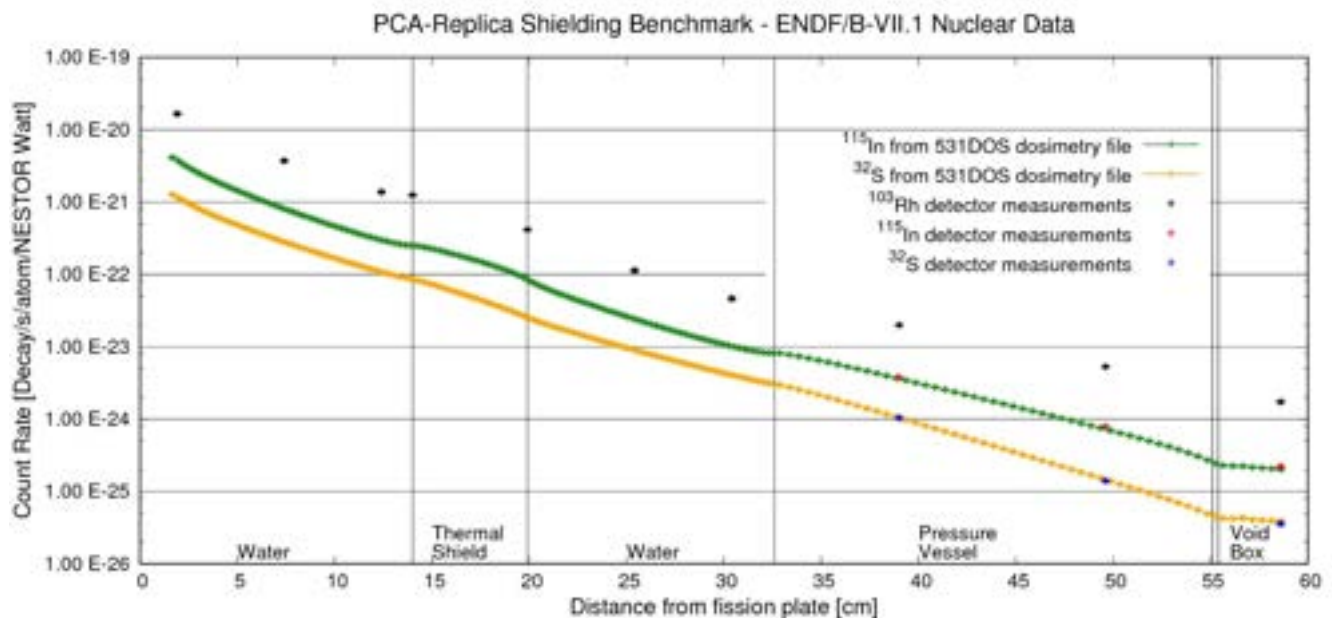


Figure D.E7.1. Dosimeter reaction-rate ENDF/B-VII.1 with 531DOS

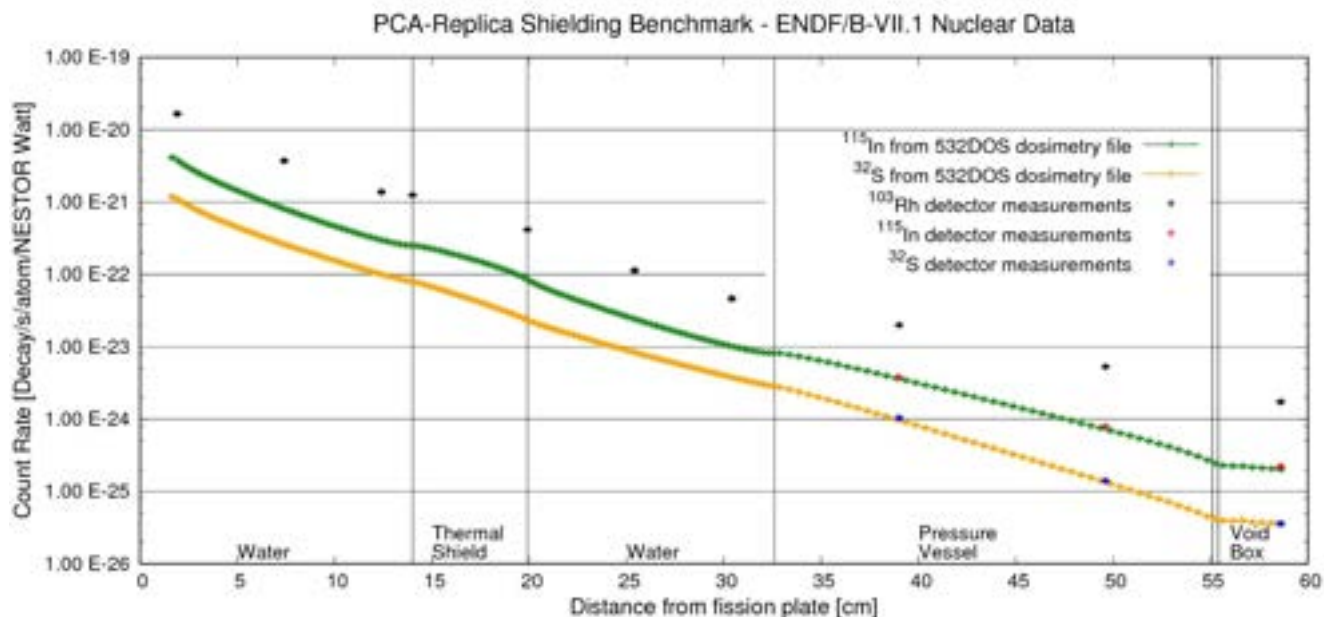


Figure D.E7.2. Dosimeter reaction-rate ENDF/B-VII.1 with 532DOS

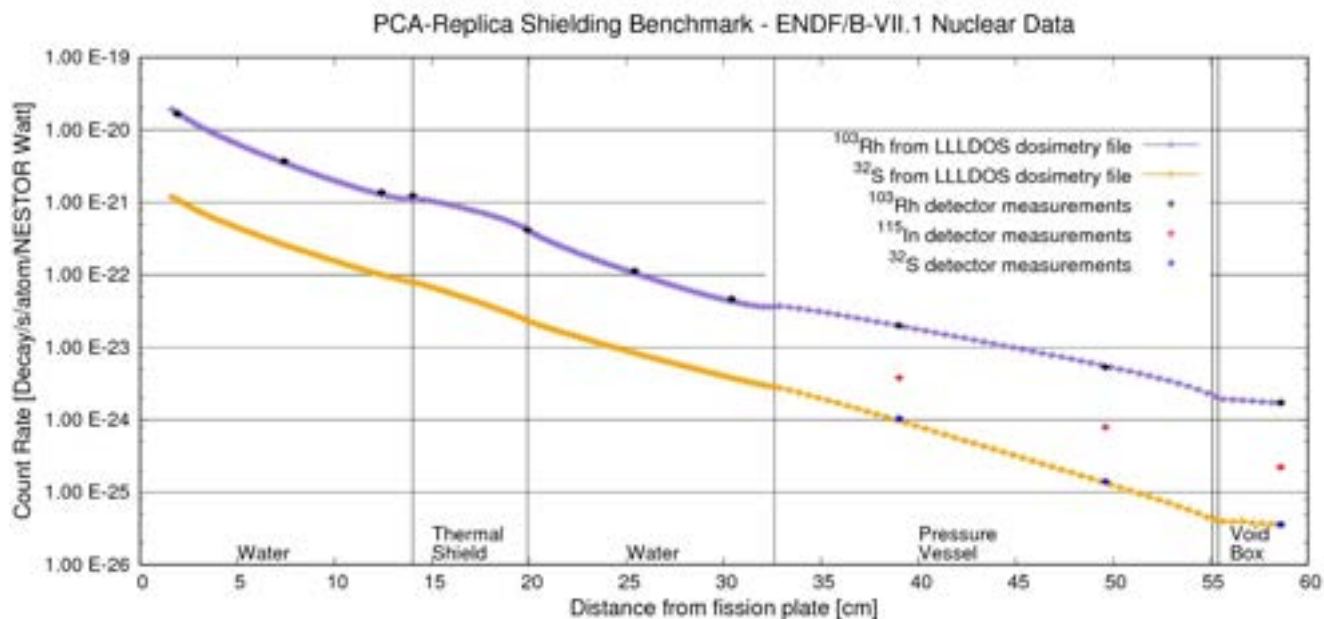


Figure D.E7.3. Dosimeter reaction-rate ENDF/B-VII.1 with LLLDOS

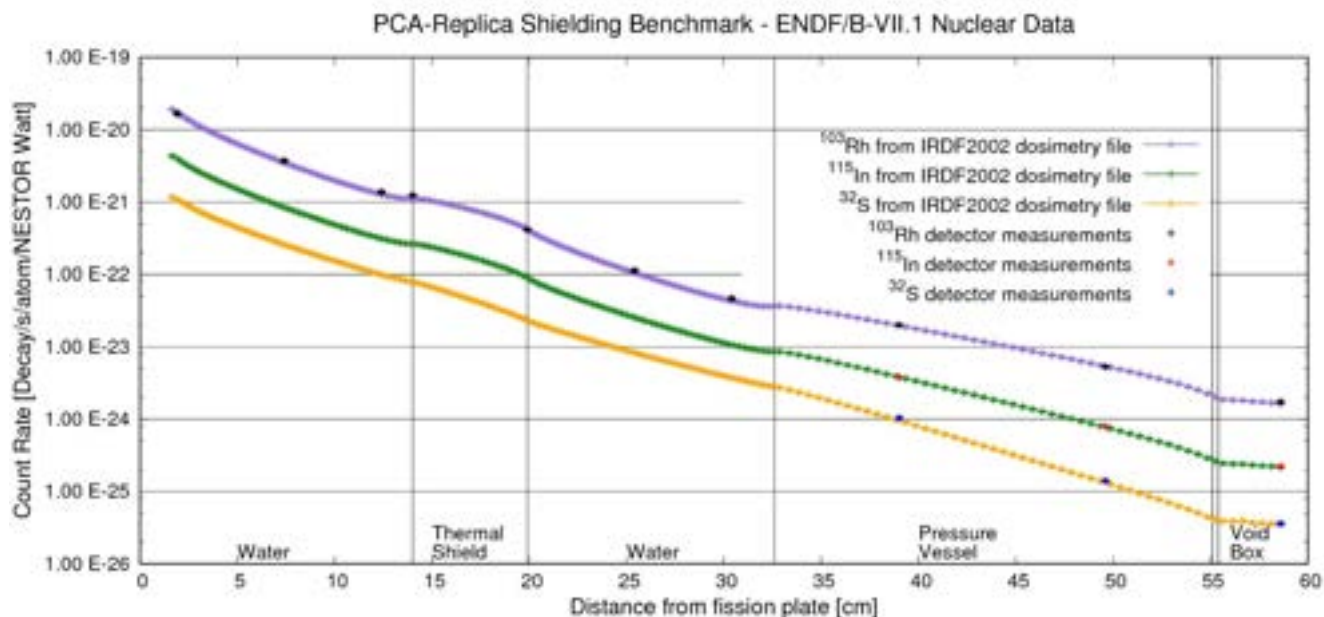


Figure D.E7.4. Dosimeter reaction-rate ENDF/B-VII.1 with IRDF2002

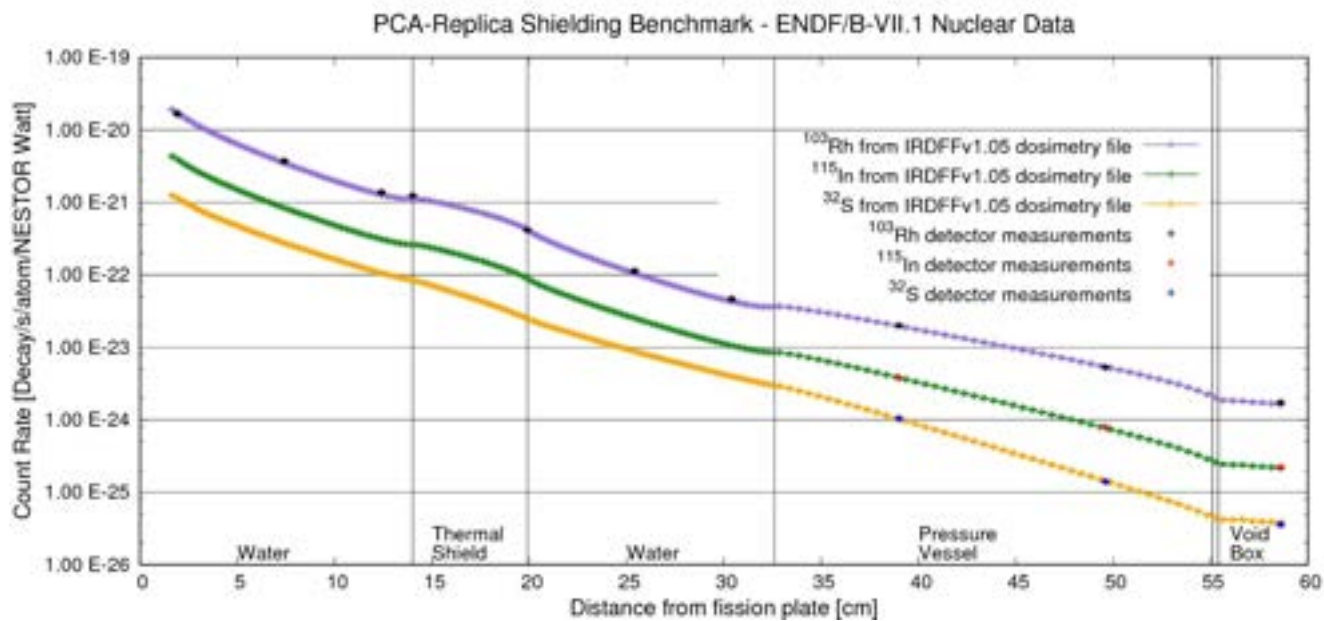


Figure D.E7.5. Dosimeter reaction-rate ENDF/B-VII.1 with IRDFv1.05

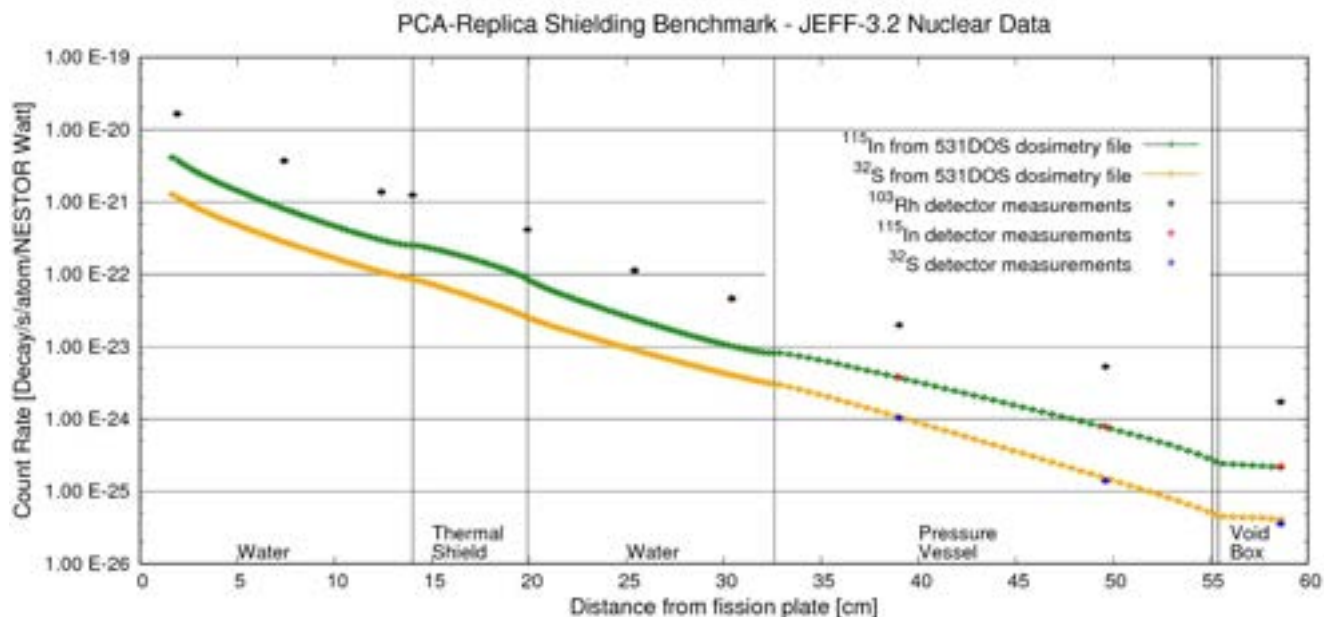


Figure D.JF32.1. Dosimeter reaction-rate JEFF-3.2 with 531DOS

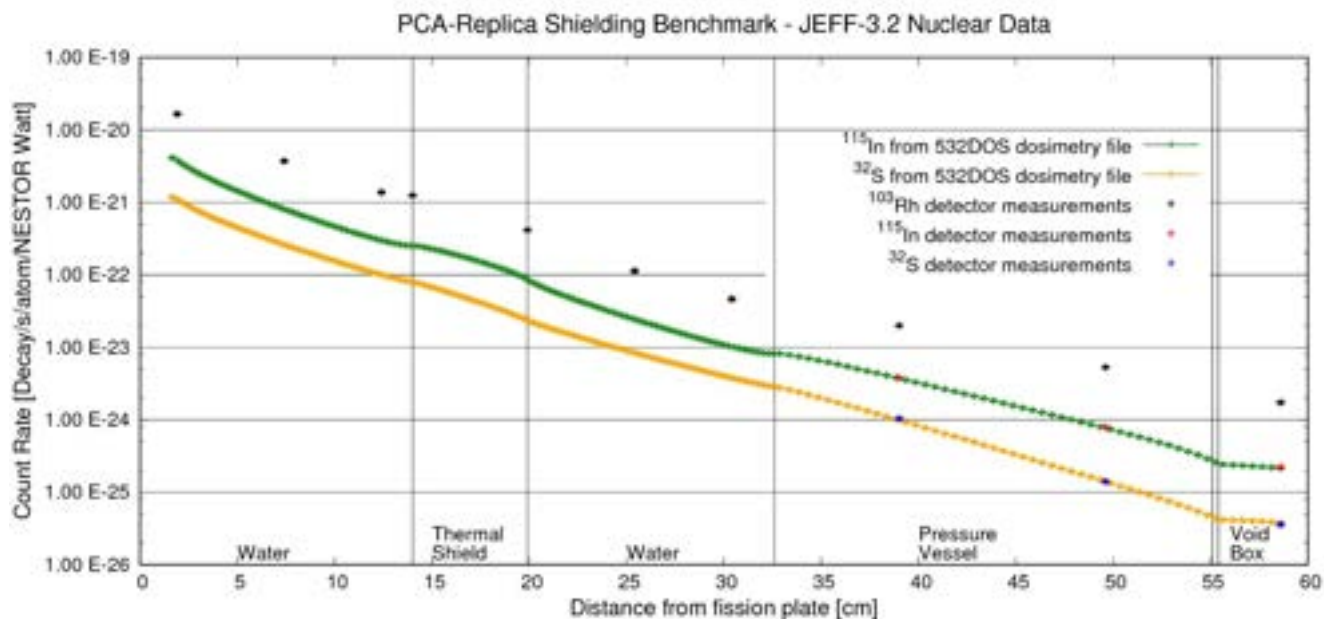


Figure D.JF32.2. Dosimeter reaction-rate JEFF-3.2 with 532DOS

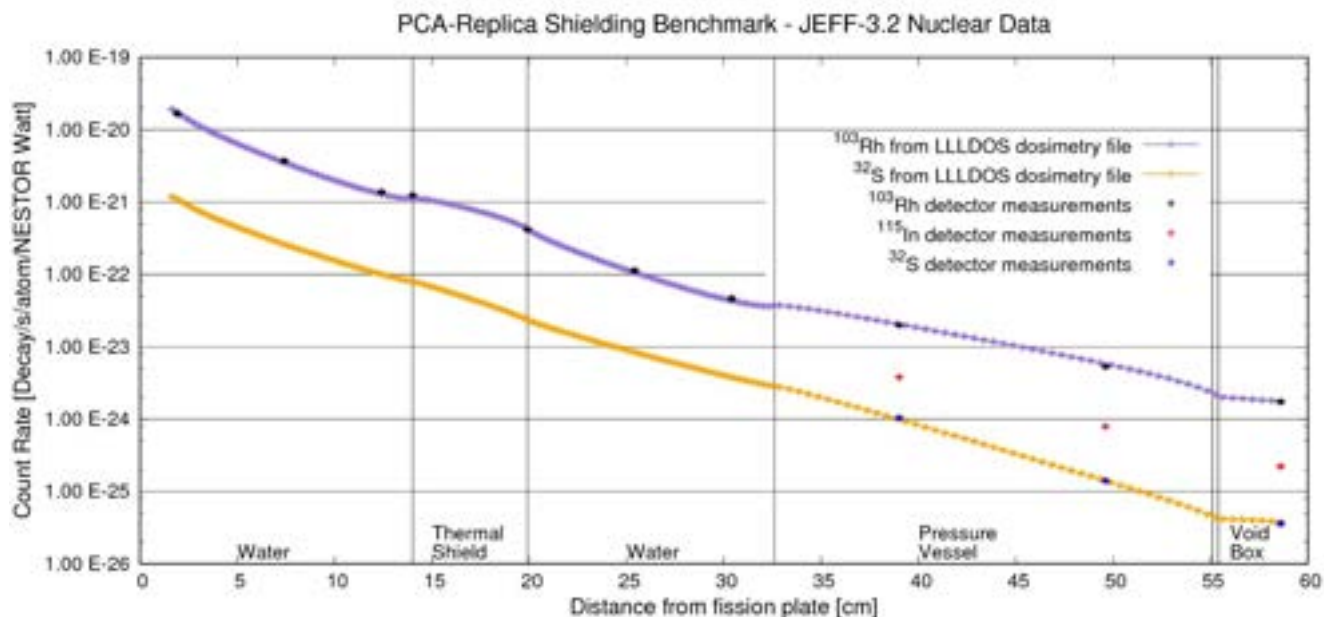


Figure D.JF32.3. Dosimeter reaction-rate JEFF-3.2 with LLLDOS

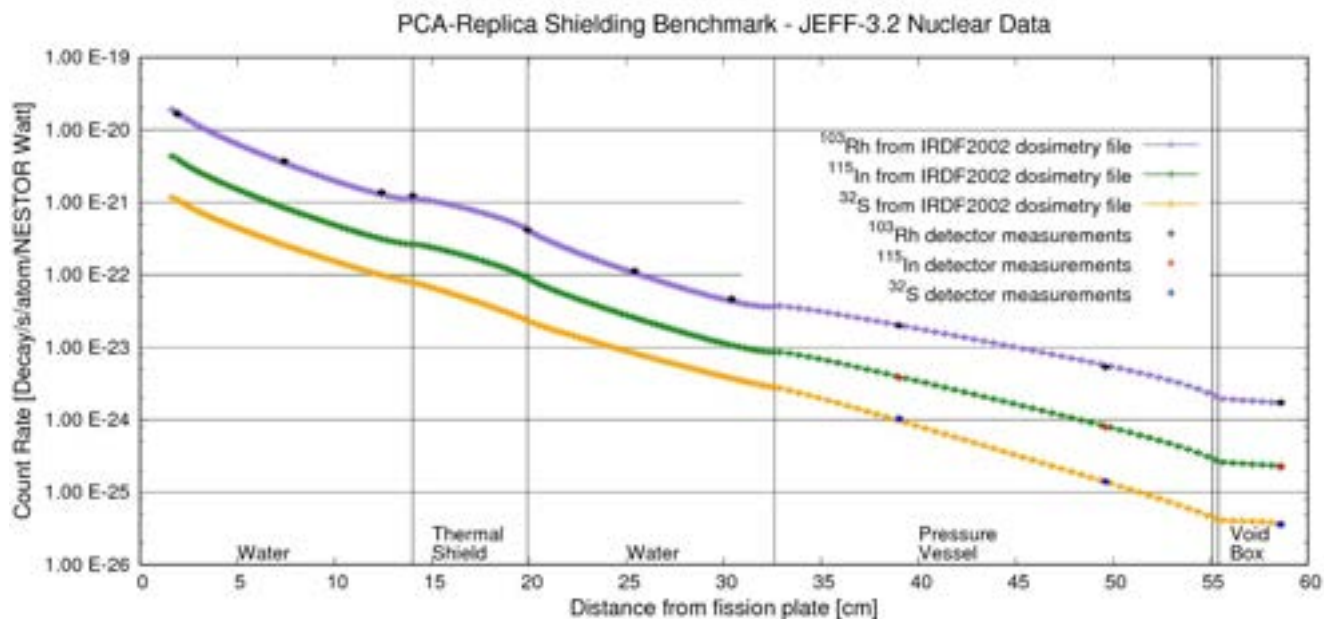


Figure D.JF32.4. Dosimeter reaction-rate JEFF-3.2 with IRDF2002

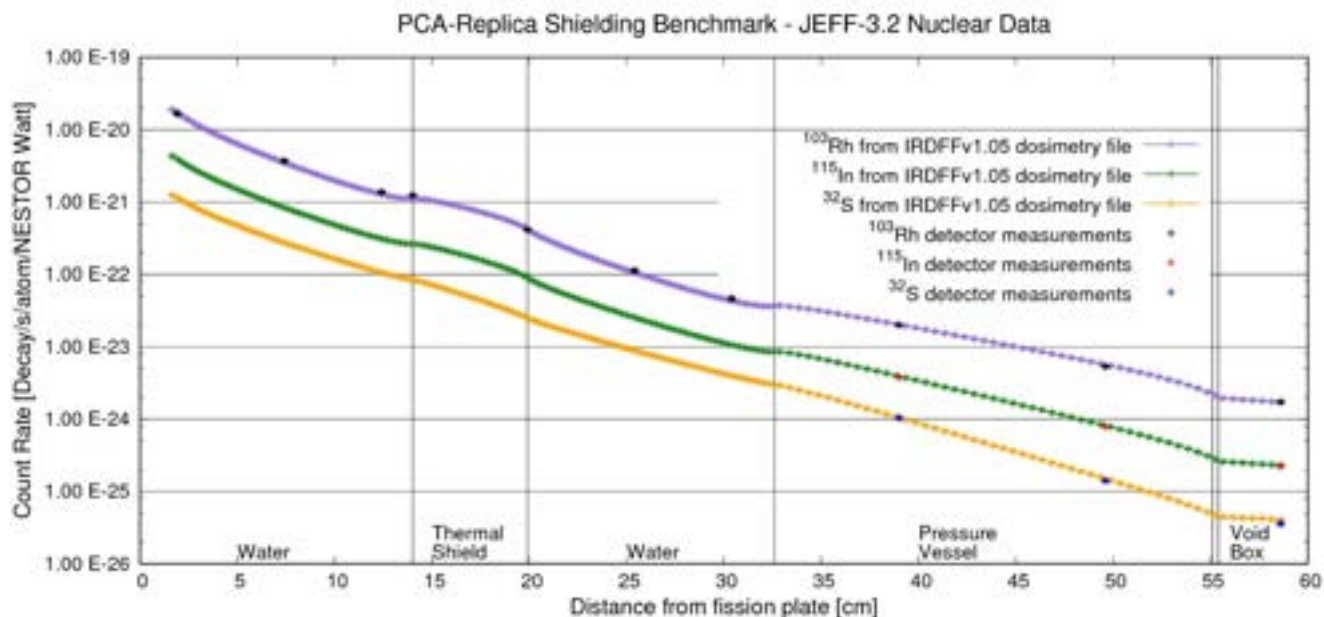


Figure D.JF32.5. Dosimeter reaction-rate JEFF-3.2 with IRDFv1.05

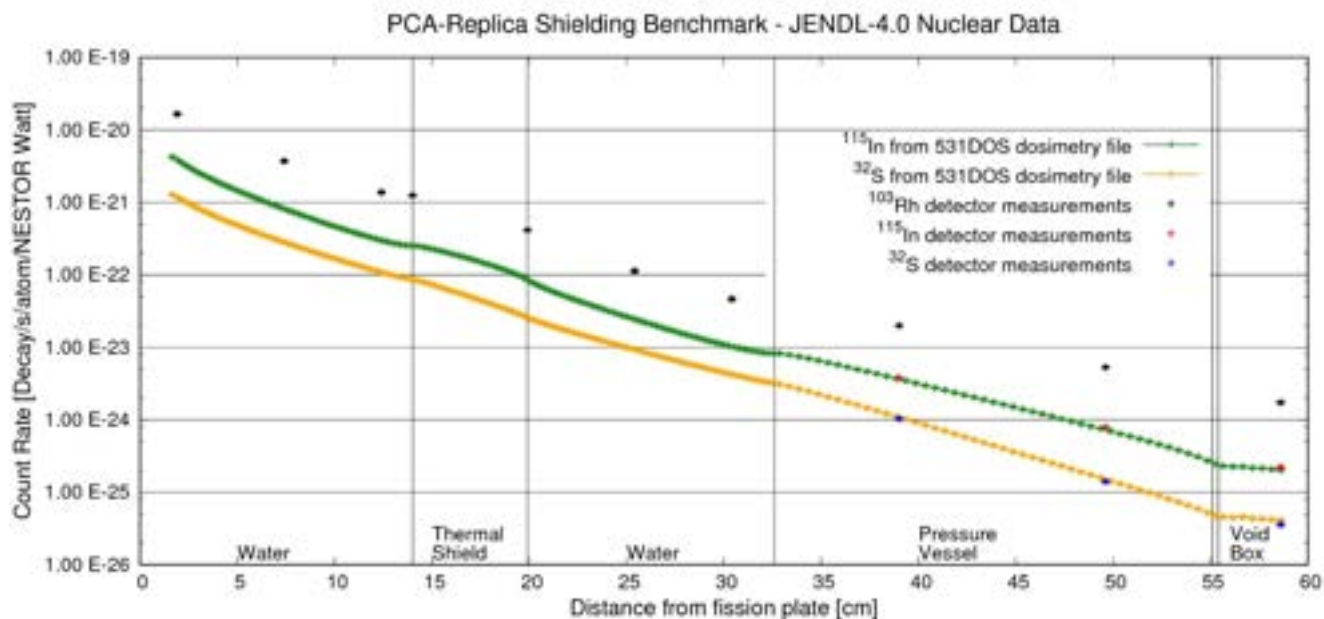


Figure D.JL4.1. Dosimeter reaction-rate JENDL-4.0 with 531DOS

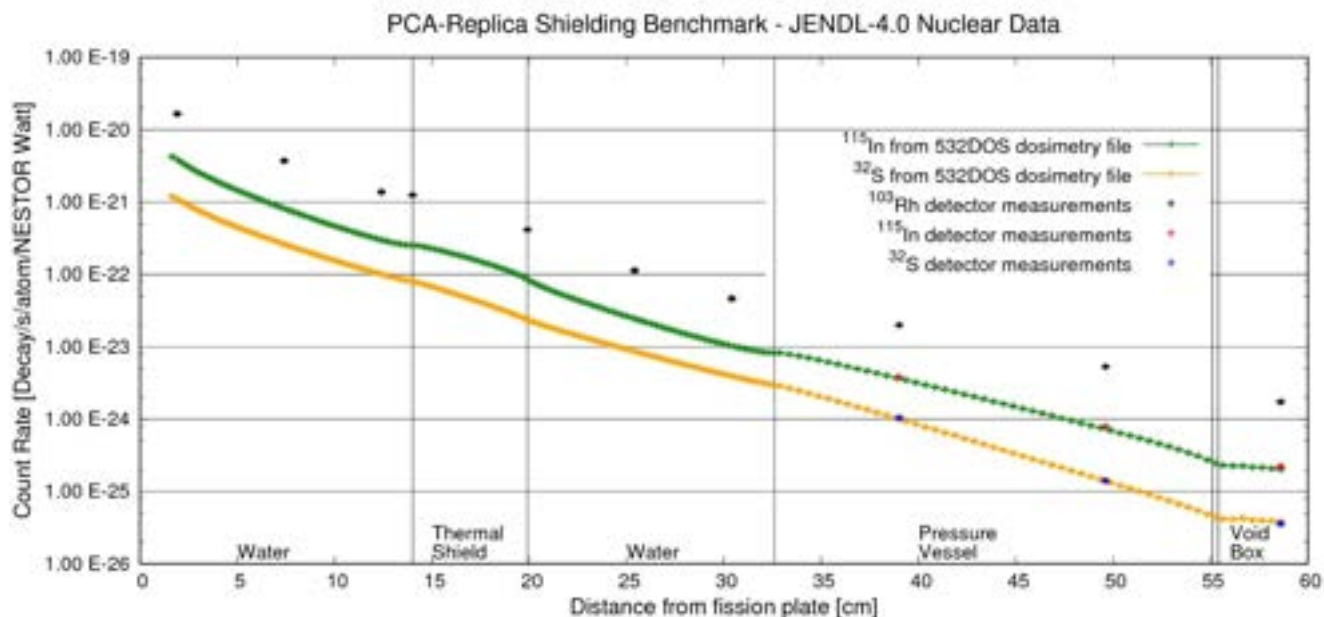


Figure D.JL4.2. Dosimeter reaction-rate JENDL-4.0 with 532DOS

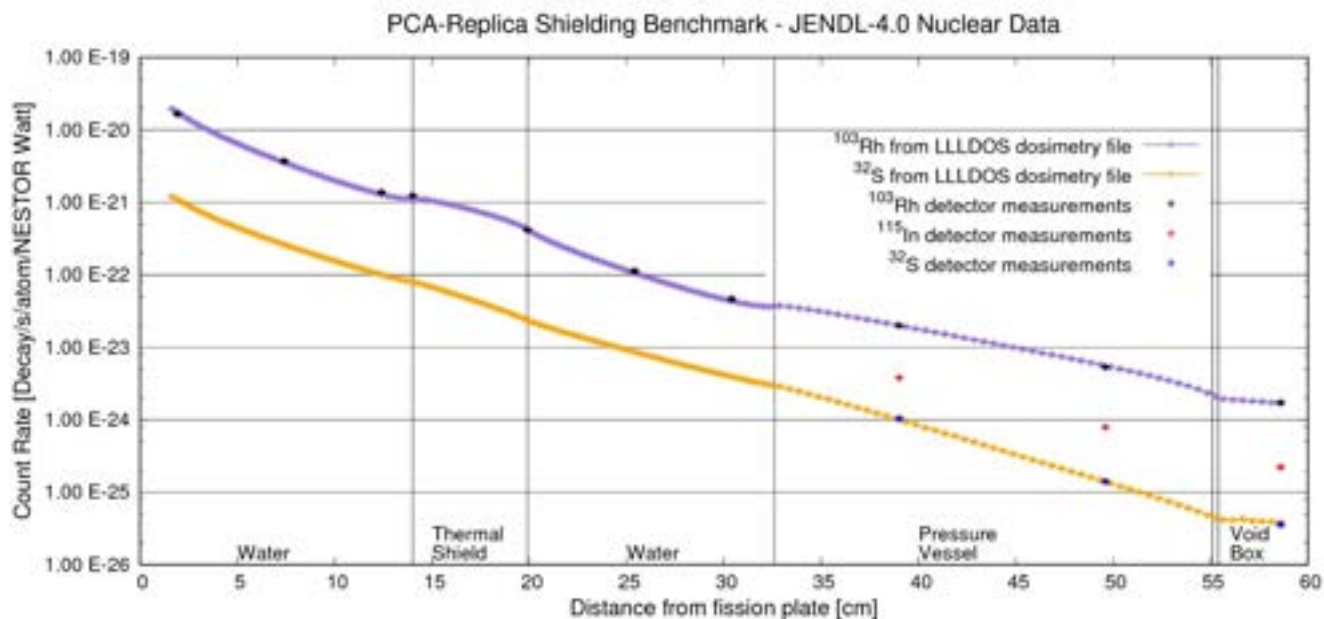


Figure D.JL4.3. Dosimeter reaction-rate JENDL-4.0 with LLLDOS

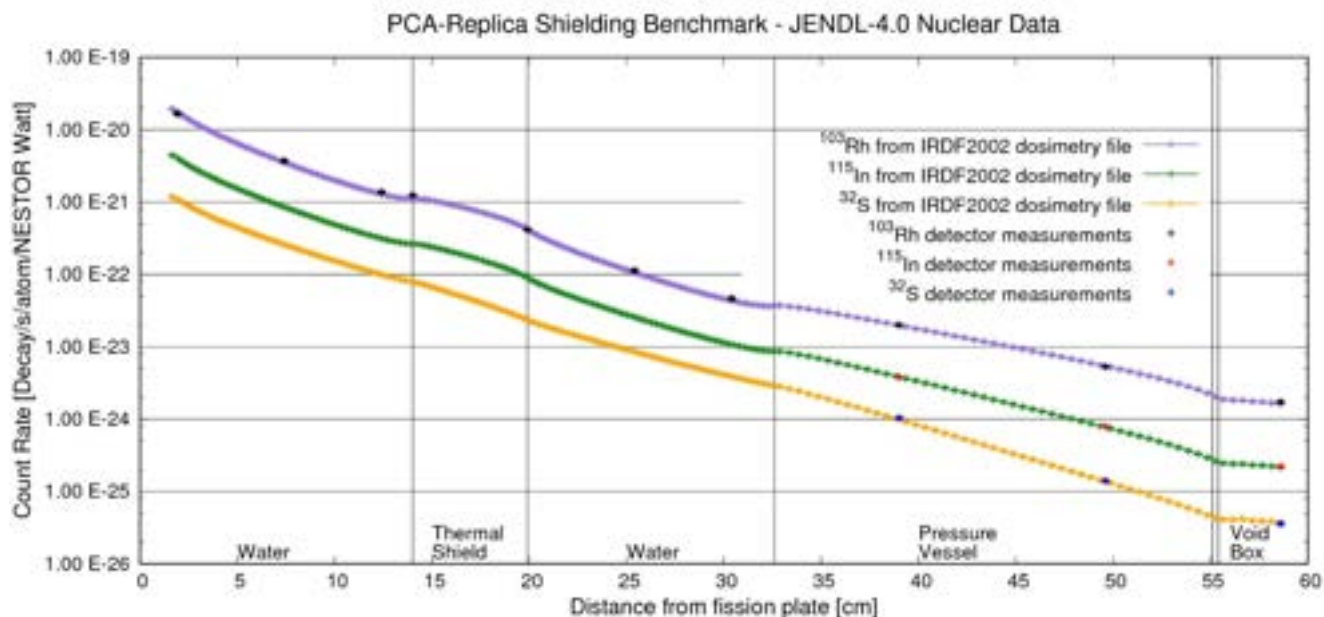


Figure D.JL4.4. Dosimeter reaction-rate JENDL-4.0 with IRDF2002

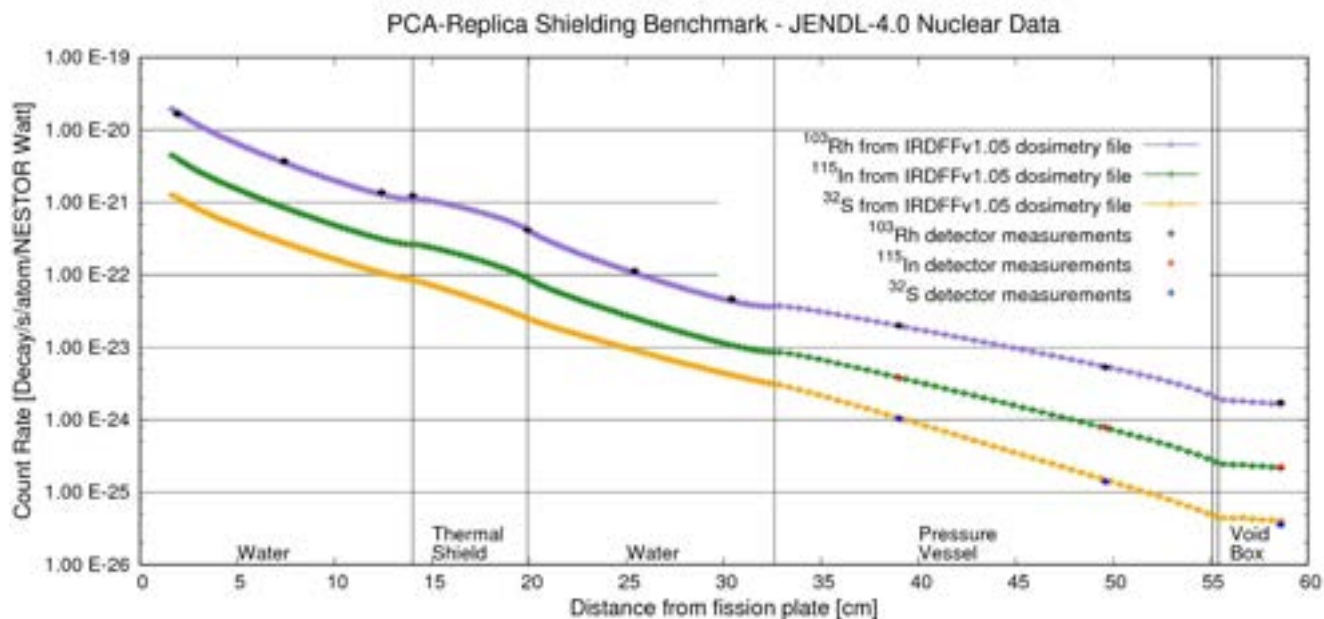


Figure D.JL4.5. Dosimeter reaction-rate JENDL-4.0 with IRDFv1.05

To look more closely at the comparison, in the following DR series of eighteen Figures we present the (Dosimeter) Ratio of the calculated value related to the measurements (i.e. C/E values). Error bars in these Figures are 1 standard deviation and include both calculation and measurement errors.

Figs. DR.In.1, DR.In.2, DR.In.3, DR.In.4, DR.In.5 and DR.In.6 show the C/E Dosimeter Ratios for all existing dosimetry files for the $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$ dosimeters for the ENDF-B/VI.6, ENDF/B-VII.1, JEFF-3.1, JEFF-3.1.2, JEFF-3.2 and JENDL-4.0 transport libraries respectively. Similarly Figs. DR.Rh.1 – DR.Rh.6 show the C/E Dosimeter Ratios for all existing dosimetry files for the $^{103}\text{Rh}(n,n')^{103\text{m}}\text{Rh}$ dosimeters for the same transport library set and Figs. DR.S.1 – DR.S.6 show the

C/E Dosimeter Ratios for all existing dosimetry files for the $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$ dosimeters again for the same transport library set.

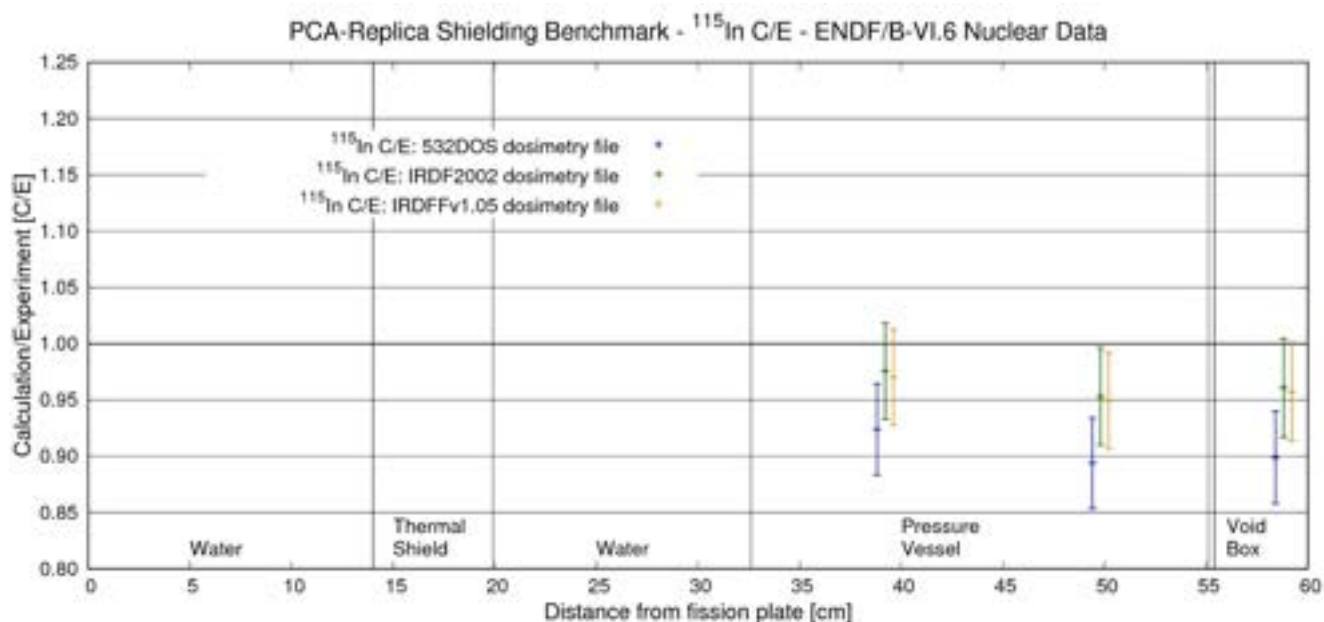


Figure DR.In.1. Ratio of Calculation to Experiment for ^{115}In and ENDF/B-VI.6

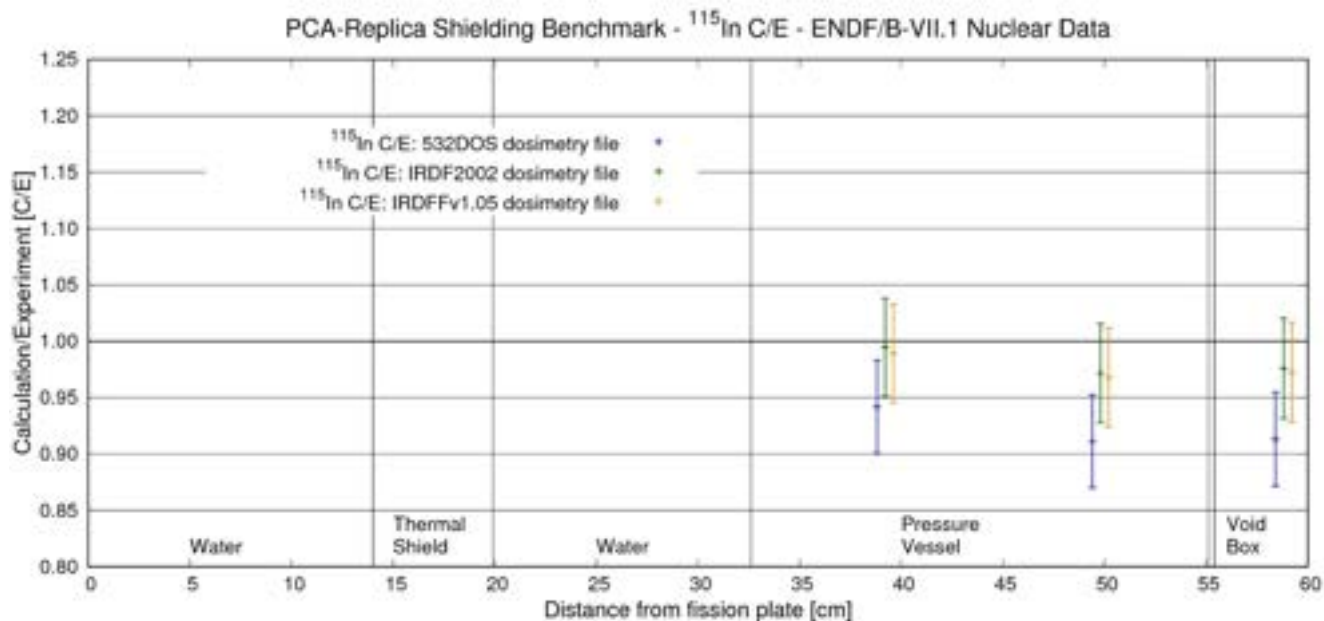


Figure DR.In.2. Ratio of Calculation to Experiment for ^{115}In and ENDF/B-VII.1

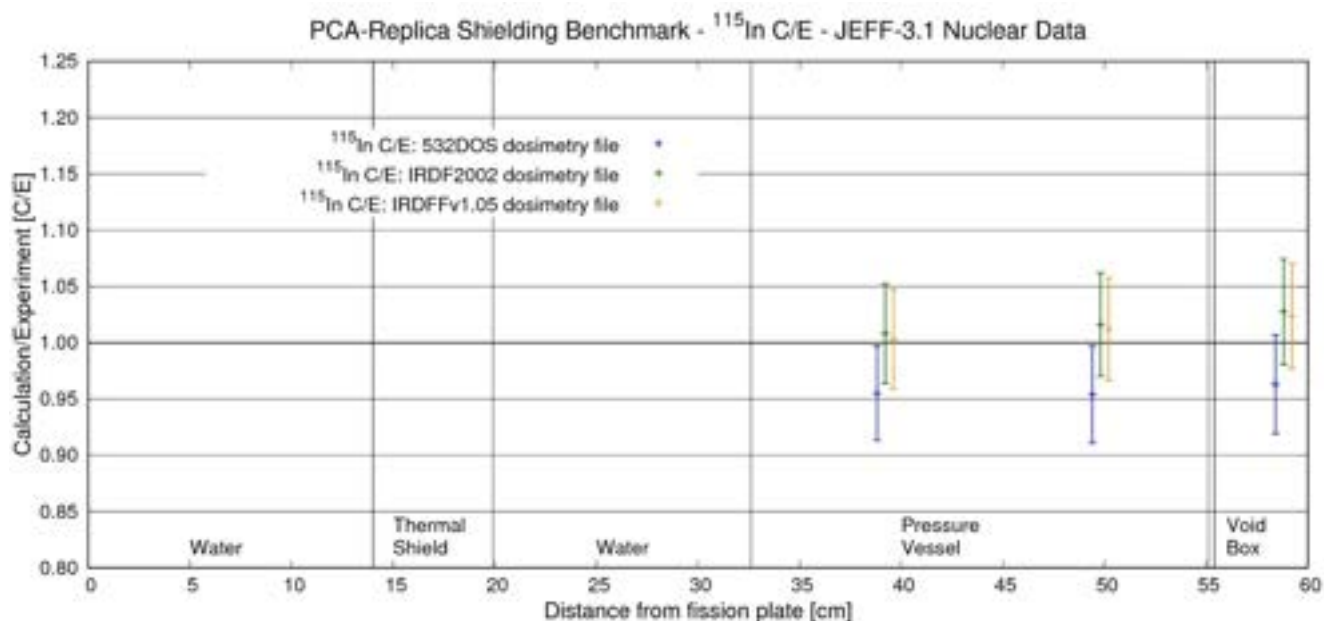


Figure DR.In.3. Ratio of Calculation to Experiment for ^{115}In and JEFF-3.1

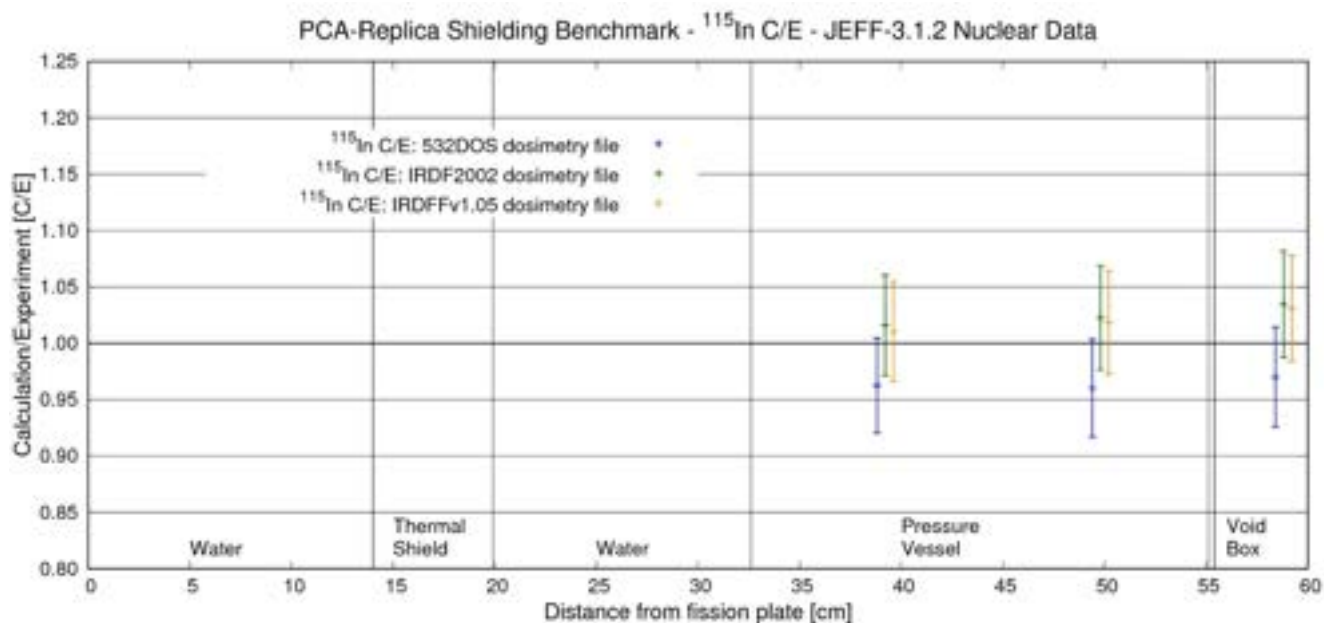


Figure DR.In.4. Ratio of Calculation to Experiment for ^{115}In and JEFF-3.1.2

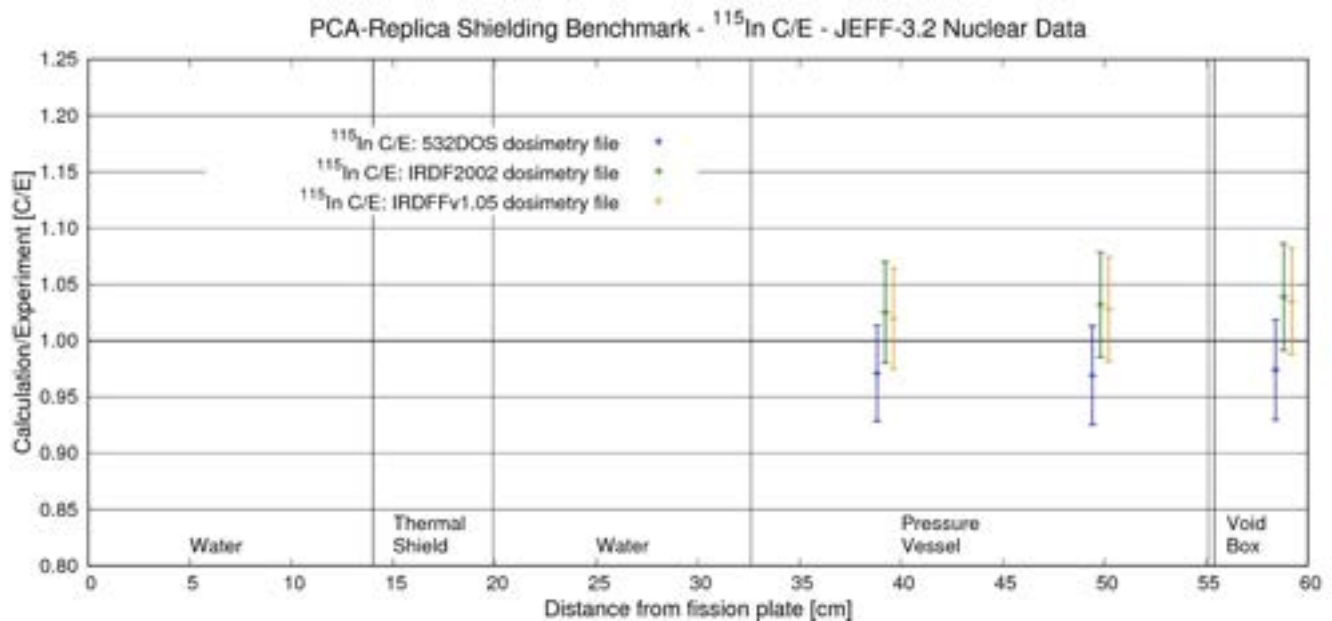


Figure DR.In.5. Ratio of Calculation to Experiment for ^{115}In and JEFF-3.2

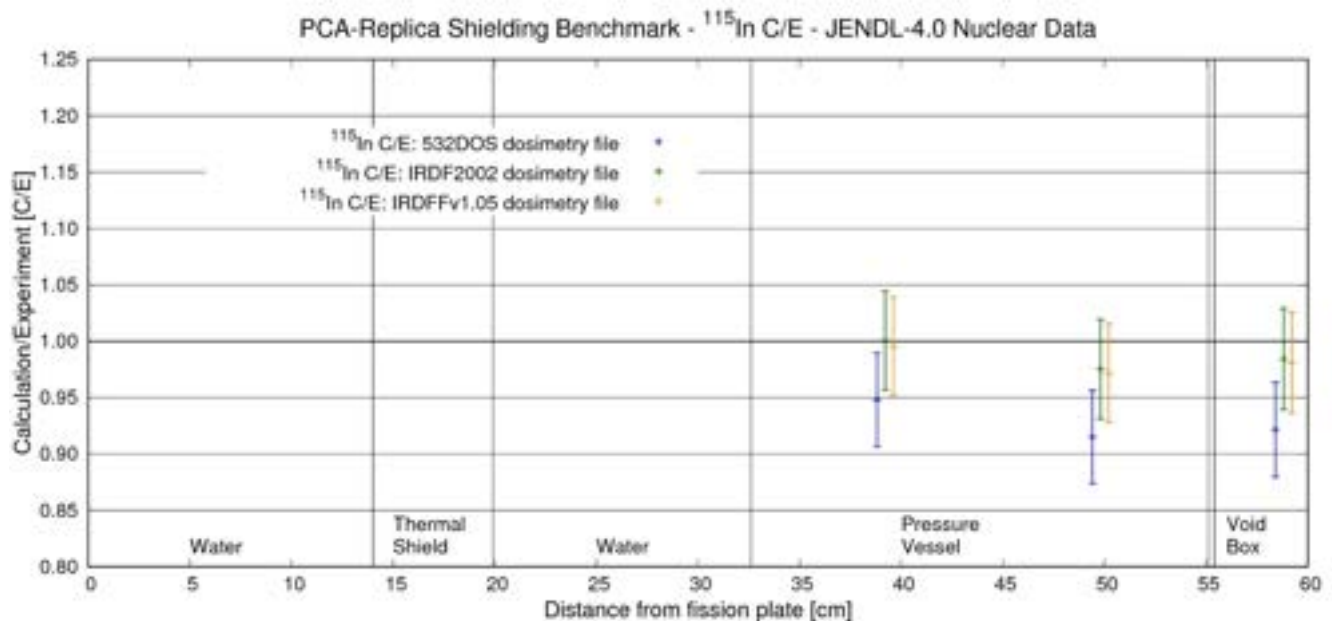


Figure DR.In.6. Ratio of Calculation to Experiment for ^{115}In and JENDL-4.0

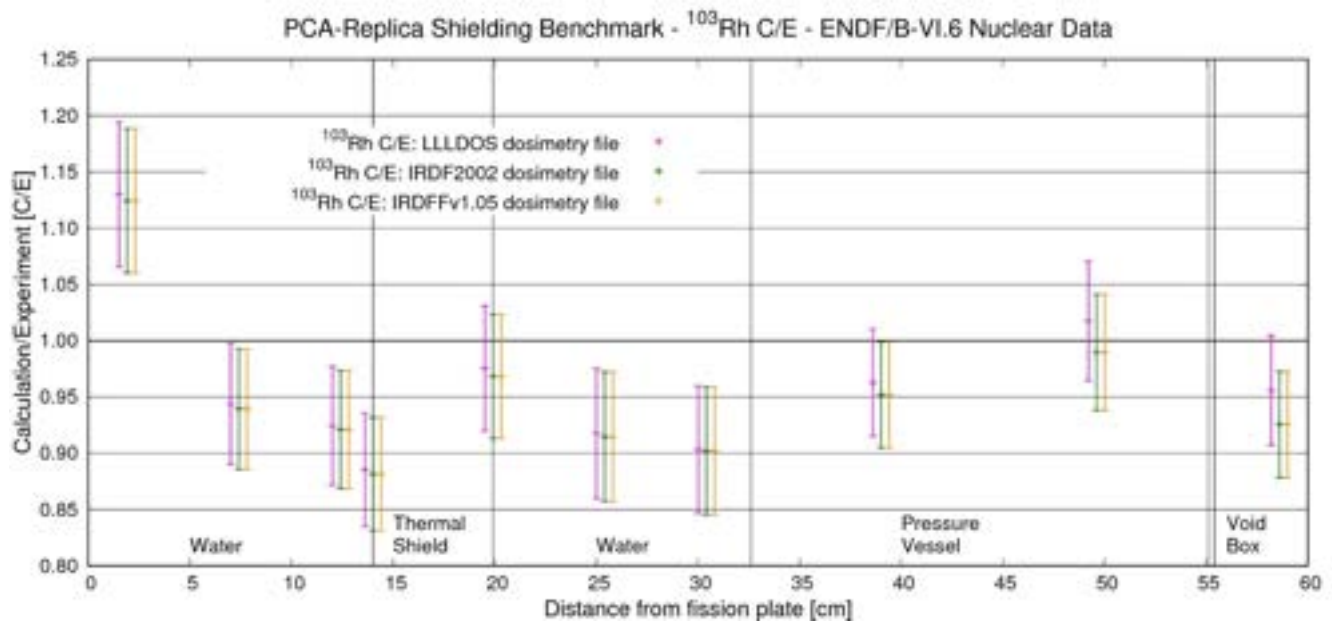


Figure DR.Rh.1. Ratio of Calculation to Experiment for ^{103}Rh and ENDF/B-VI.6

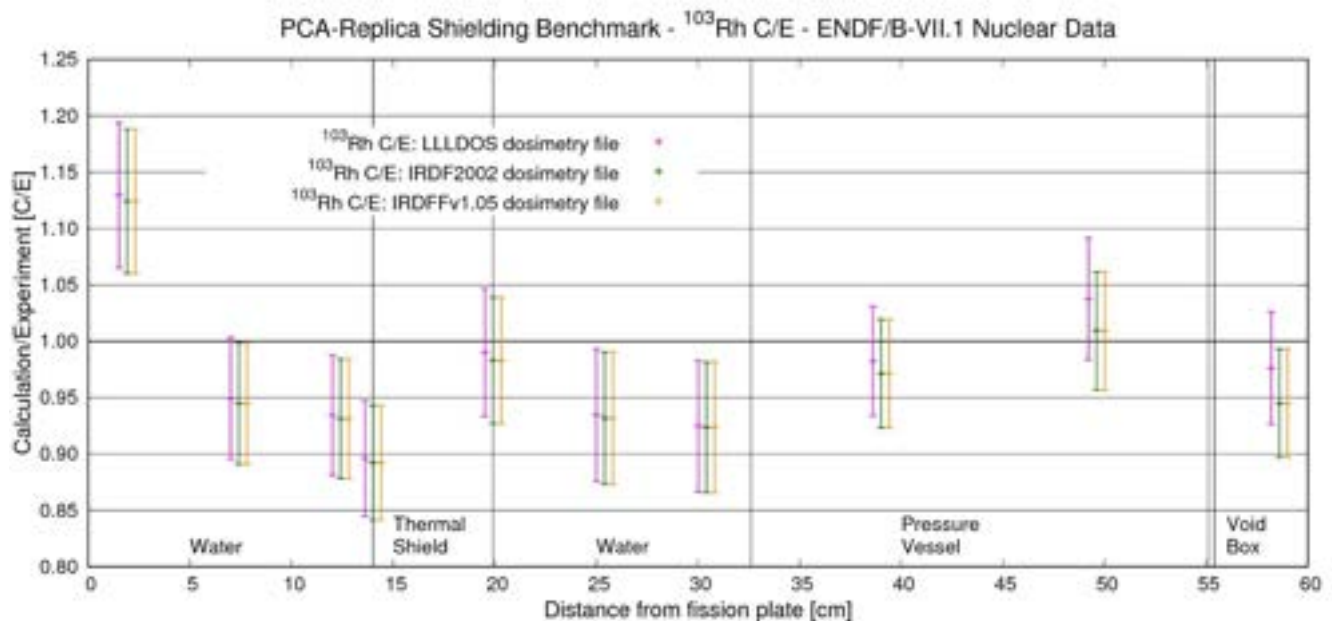


Figure DR.Rh.2. Ratio of Calculation to Experiment for ^{103}Rh and ENDF/B-VII.1

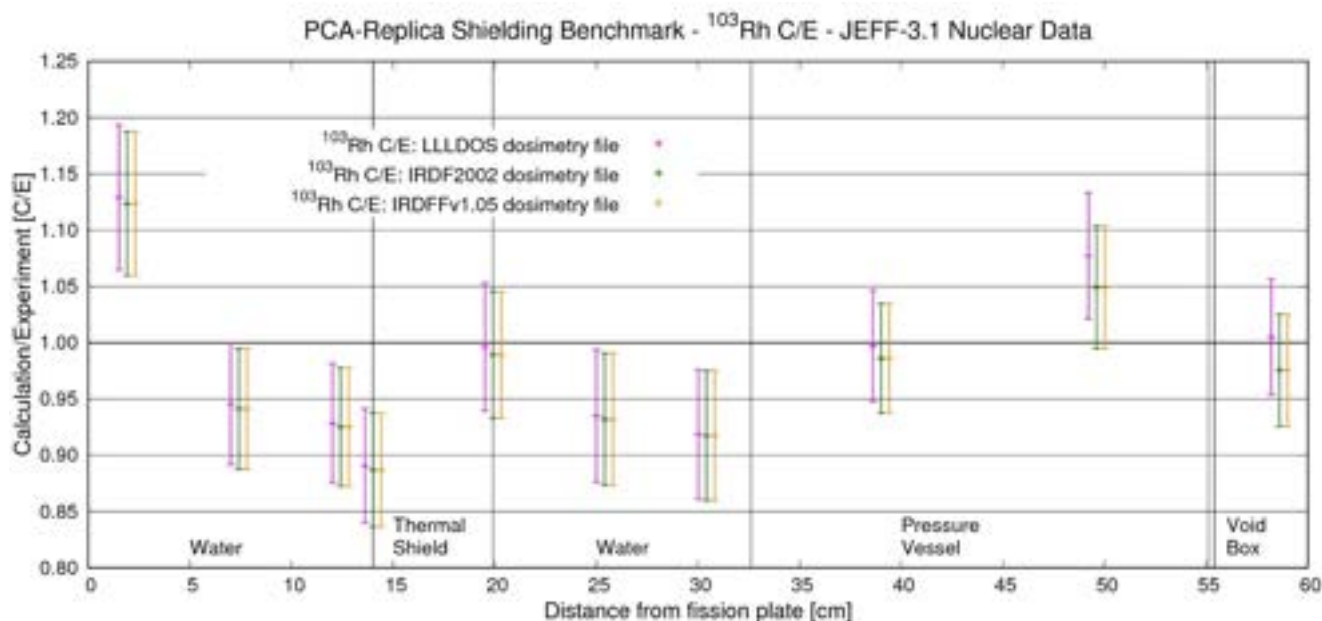


Figure DR.Rh.3. Ratio of Calculation to Experiment for ^{103}Rh and JEFF-3.1

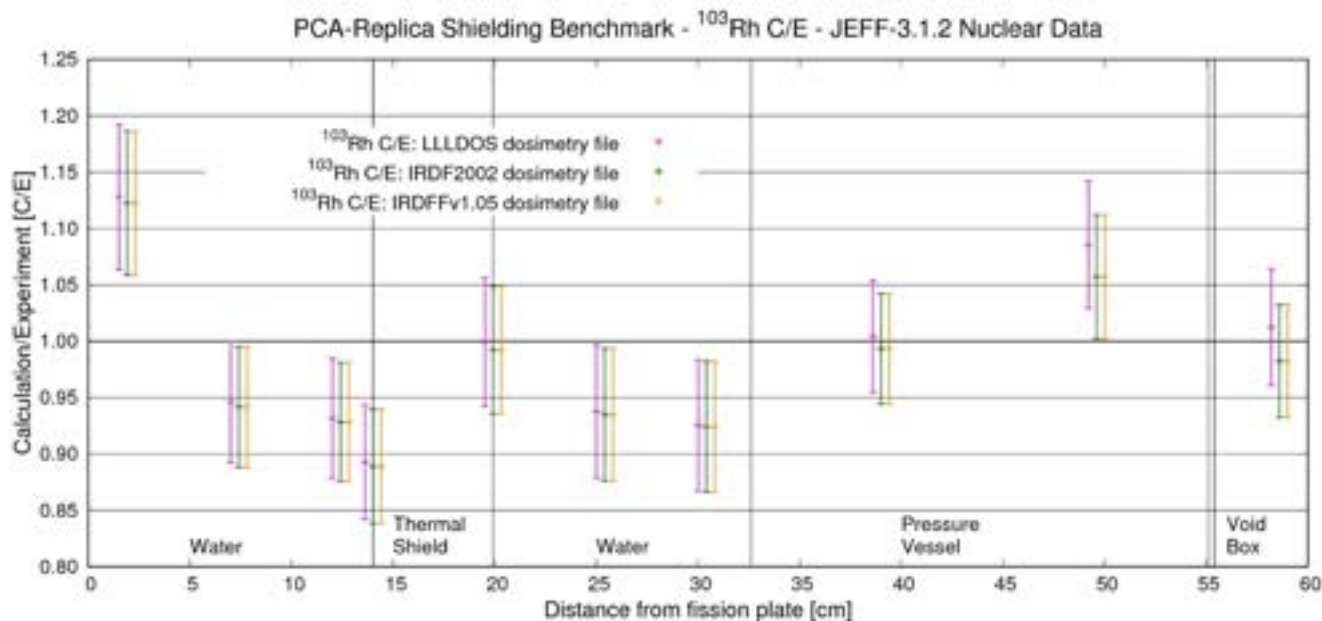


Figure DR.Rh.4. Ratio of Calculation to Experiment for ^{103}Rh and JEFF-3.1.2

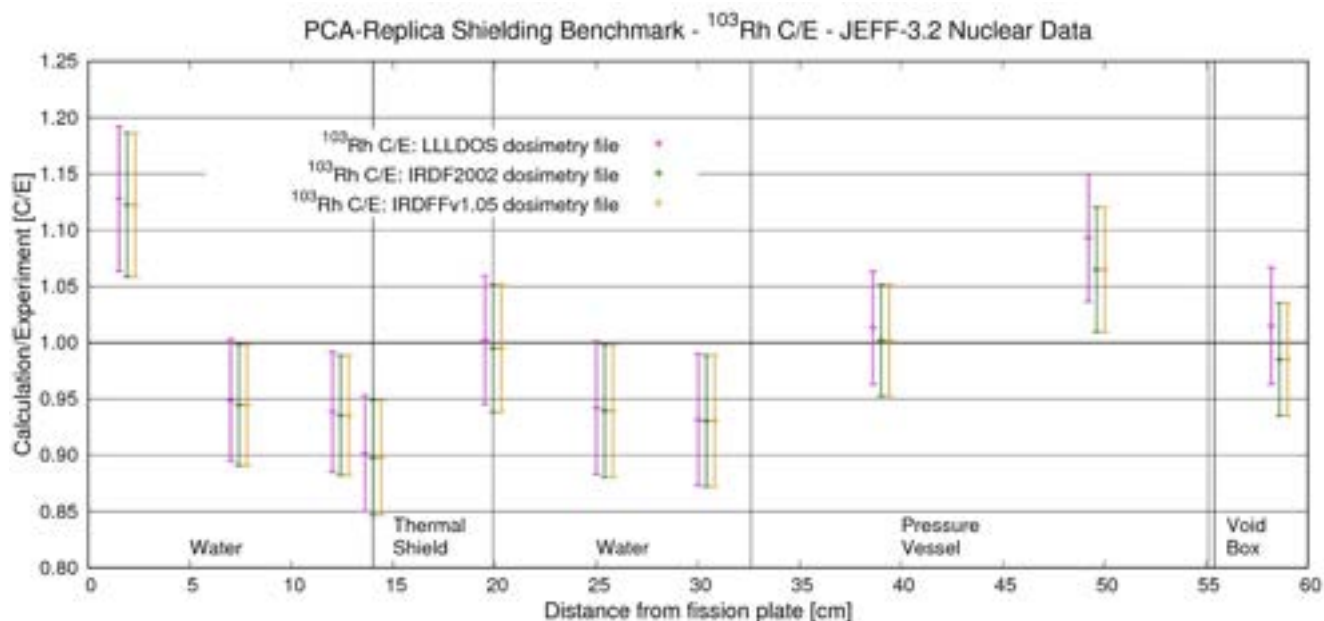


Figure DR.Rh.5. Ratio of Calculation to Experiment for ^{103}Rh and JEFF-3.2

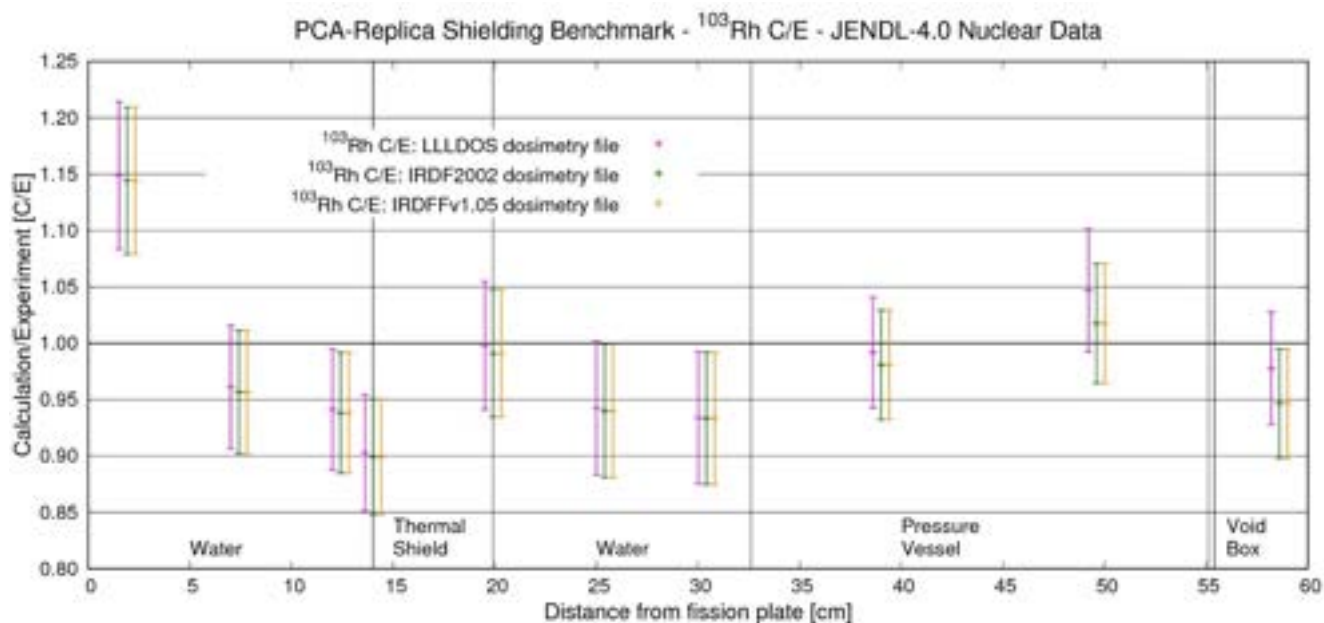


Figure DR.Rh.6. Ratio of Calculation to Experiment for ^{103}Rh and JENDL-4.0

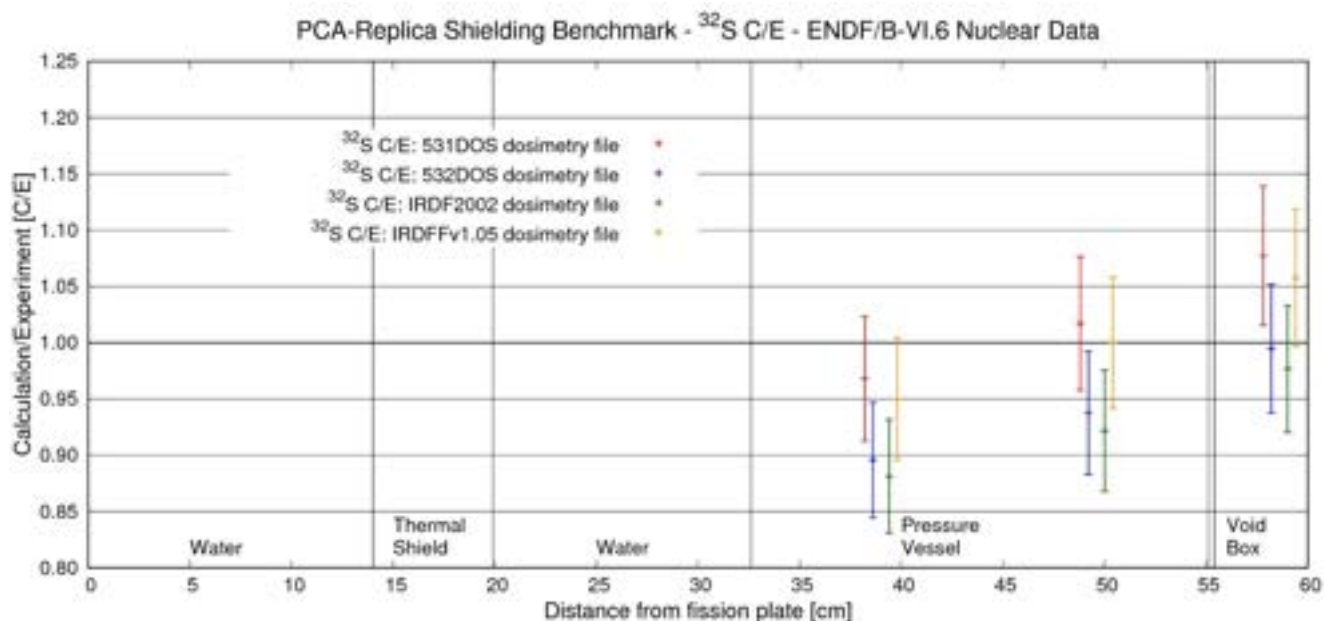


Figure DR.S.1. Ratio of Calculation to Experiment for ^{32}S and ENDF/B-VI.6

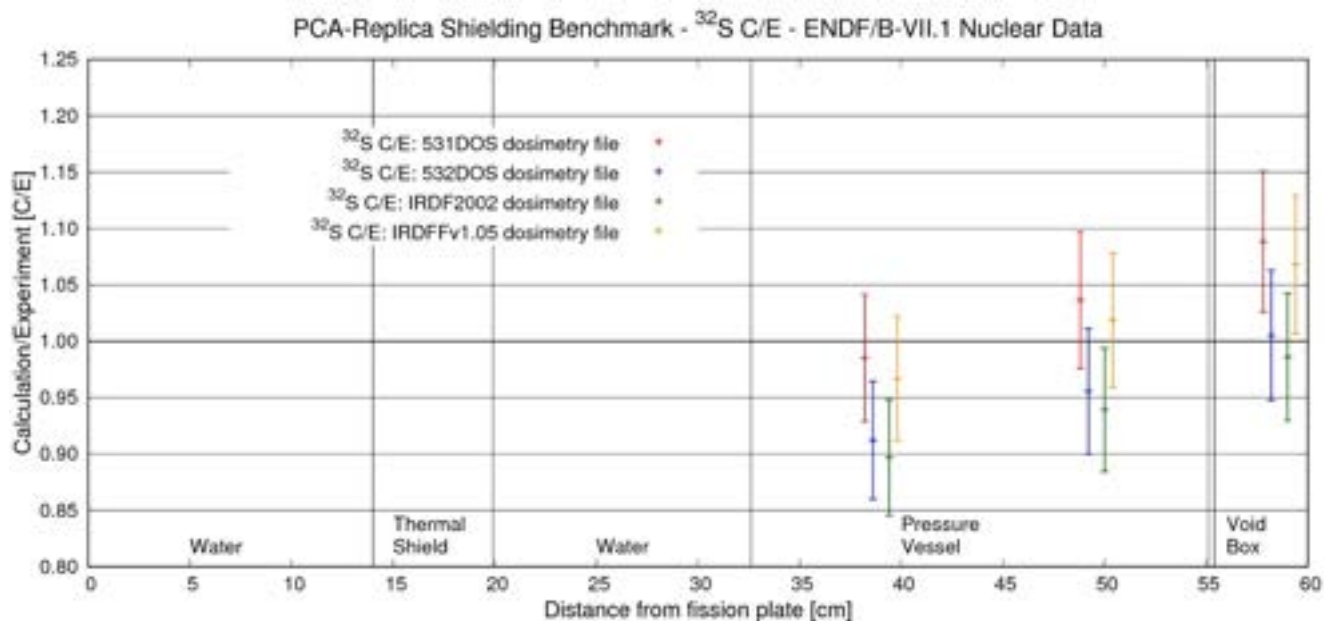


Figure DR.S.2. Ratio of Calculation to Experiment for ^{32}S and ENDF/B-VII.1

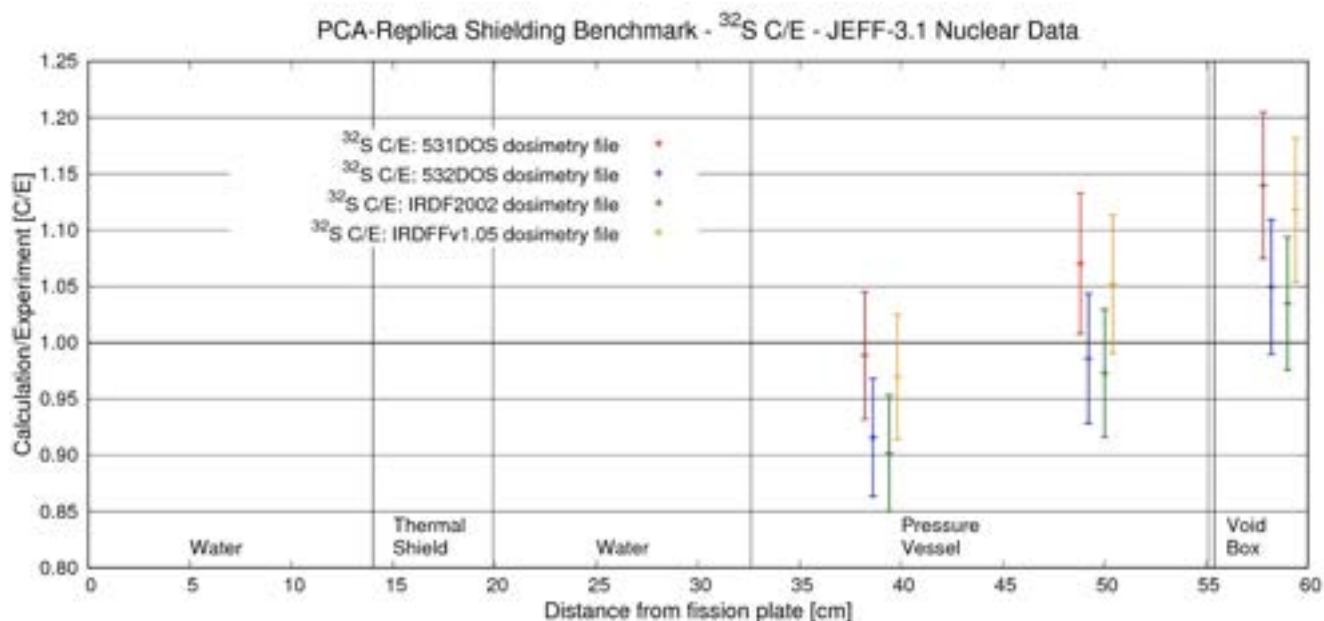


Figure DR.S.3. Ratio of Calculation to Experiment for ^{32}S and JEFF-3.1

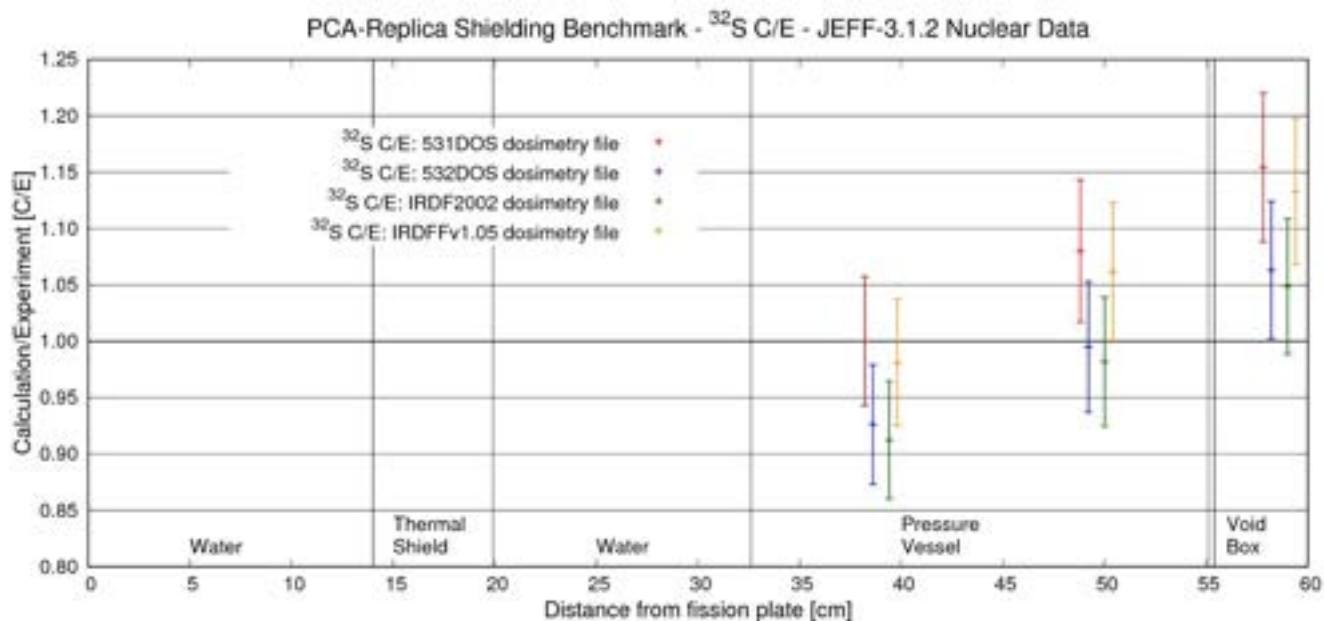


Figure DR.S.4. Ratio of Calculation to Experiment for ^{32}S and JEFF-3.1.2

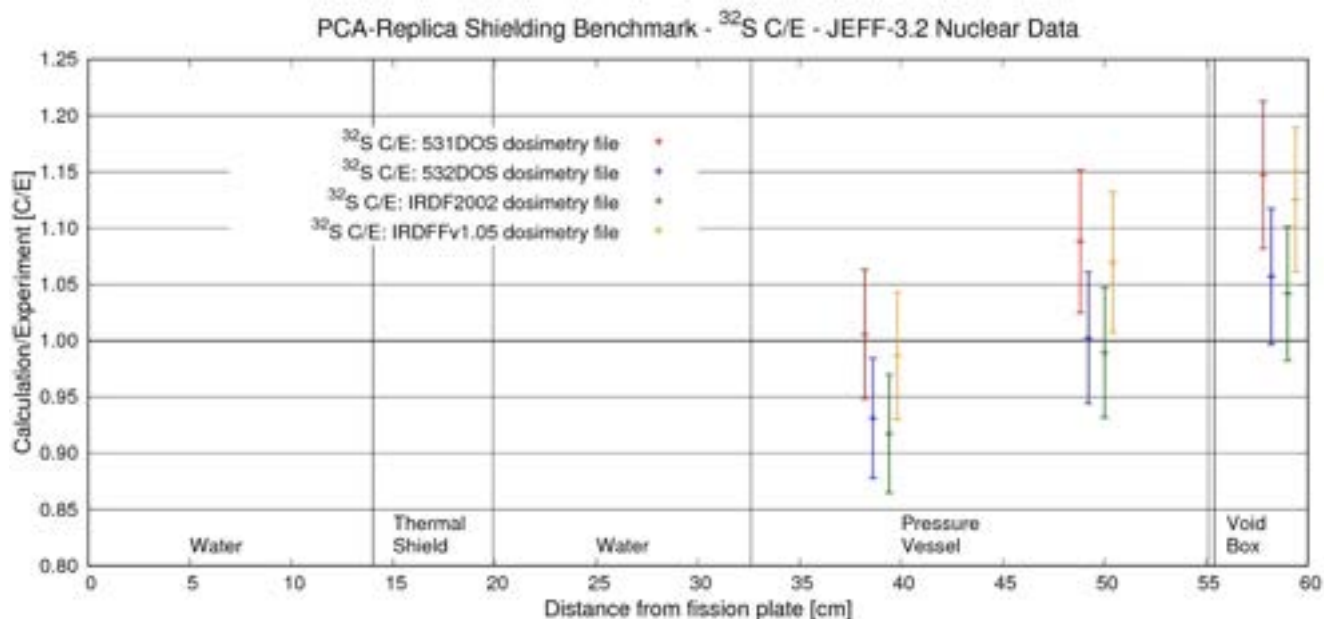


Figure DR.S.5. Ratio of Calculation to Experiment for ^{32}S and JEFF-3.2

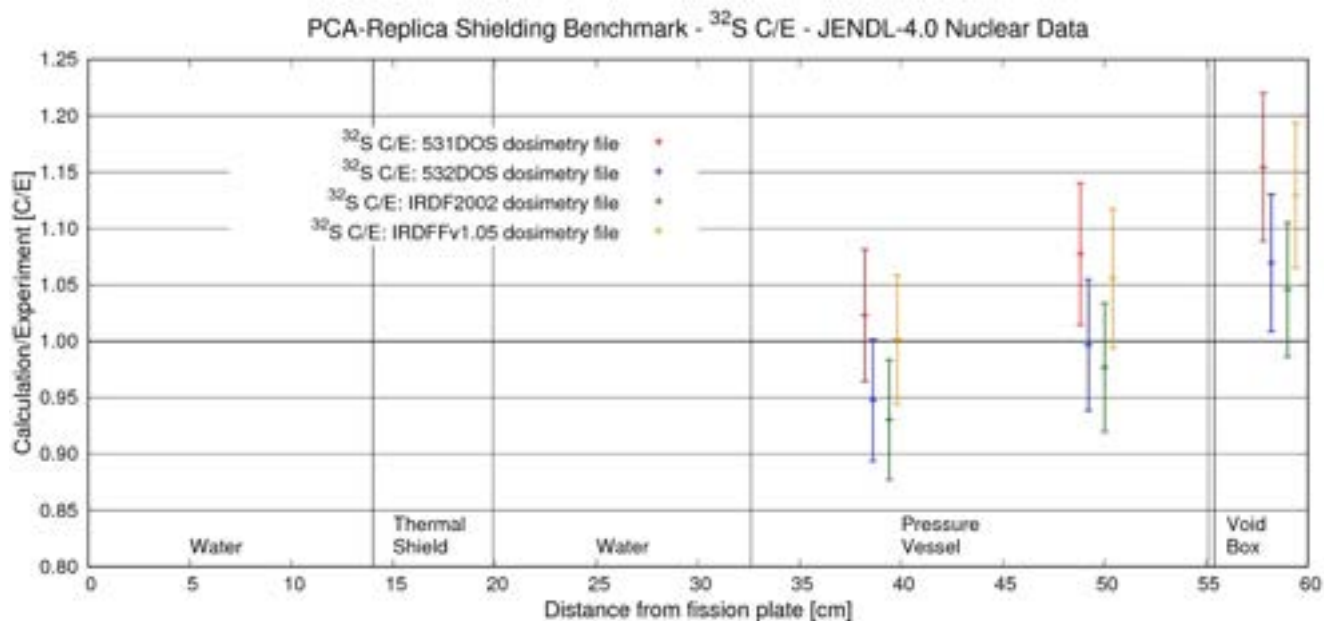


Figure DR.S.6. Ratio of Calculation to Experiment for ^{32}S and JENDL-4.0

Calculated and measured (unfolded) neutron spectra were compared for the positions of dosimeters 8 and 10. The lowest of the 42 energy groups in Table 6 was excluded due to too high statistical uncertainties on the calculated flux. The uncertainties on each of the remaining 41 energy group fluxes, although as expected higher than those on the detector responses (below 1% as discussed in §7), were still in the main satisfactory, given also that the uncertainty in the source intensity (§5) is 3.8%. In particular, for position 8, the average Monte Carlo error over all 6 data libraries and all 41 energy groups was 0.6% with a maximum of 7.2% (JENDL-4.0, 67 - 76 keV). Instead for position 10, the average error over all 6 data libraries and all 41 energy groups was 1.8% with a maximum of 23.6% (JEFF-3.1, 76 - 86 keV). Figs. S.PV.1, S.PV.2, S.PV.3, S.PV.4, S.PV.5 and S.PV.6 show the calculated

and measured Spectra at dosimeter position 8 (i.e. in the PV sample) for ENDF-B-VI.6, ENDF-B-VII.1, JEFF-3.1, JEFF-3.1.2, JEFF-3.2 and JENDL-4.0 transport libraries respectively. Similarly, Figs. S.V.1 – S.V.6 show the calculated and measured Spectra at dosimeter position 10 (i.e. in the Void after the PV sample) for the same set of transport libraries. Again as for the dosimeter results the calculational results and measurements are completely independent of each other, each being normalized to the NESTOR power. Also the previously cited measurement errors and the stochastic calculational uncertainties are reported in these Figures, as 1 standard deviation error bars.

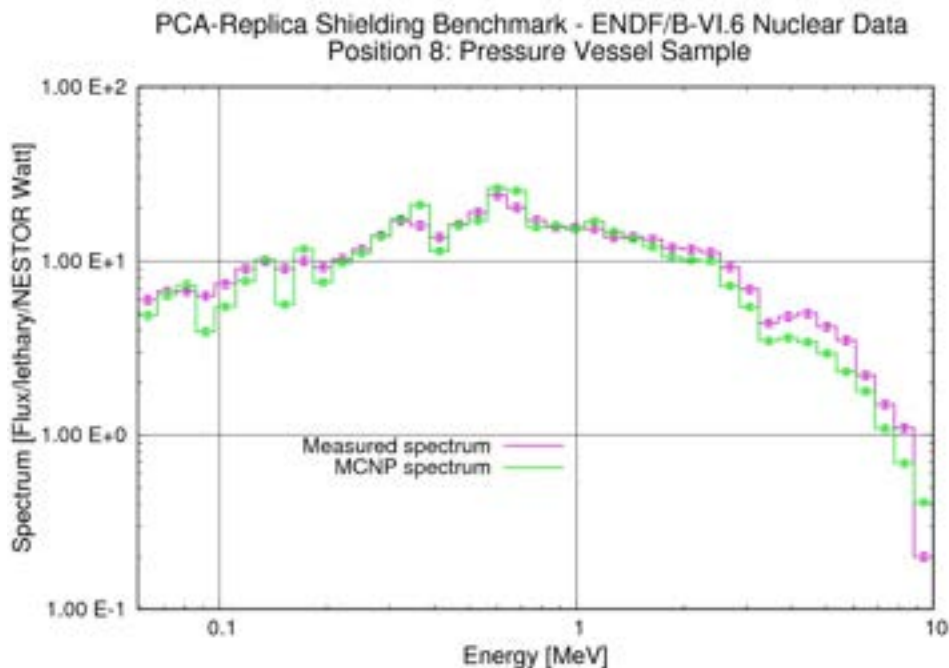


Figure S.PV.1. Calculation and Measured neutron spectra at position 8 – ENDF/B-VI.6

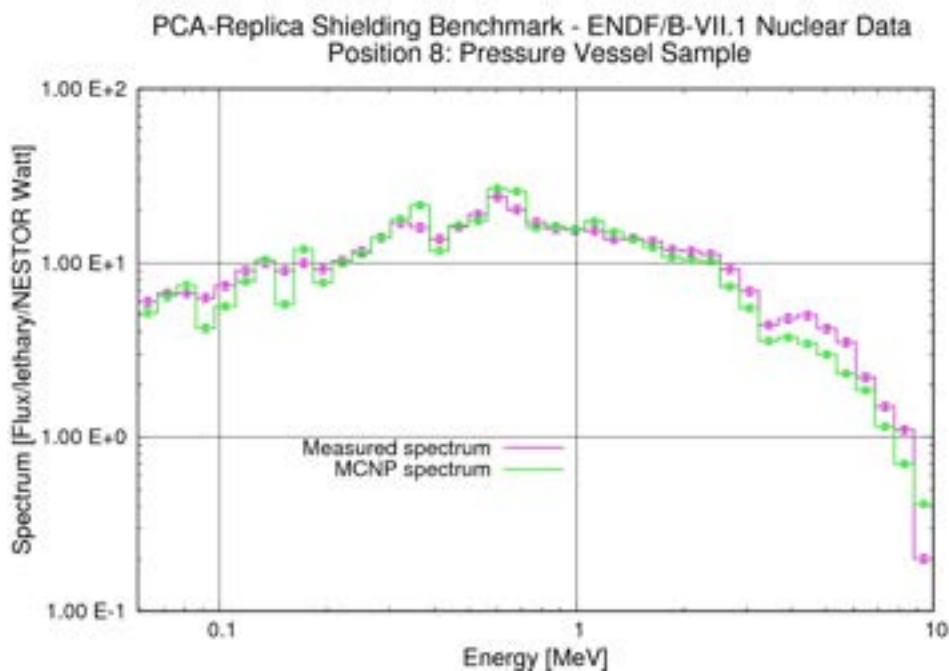


Figure S.PV.2. Calculation and Measured neutron spectra at position 8 – ENDF/B-VII.1

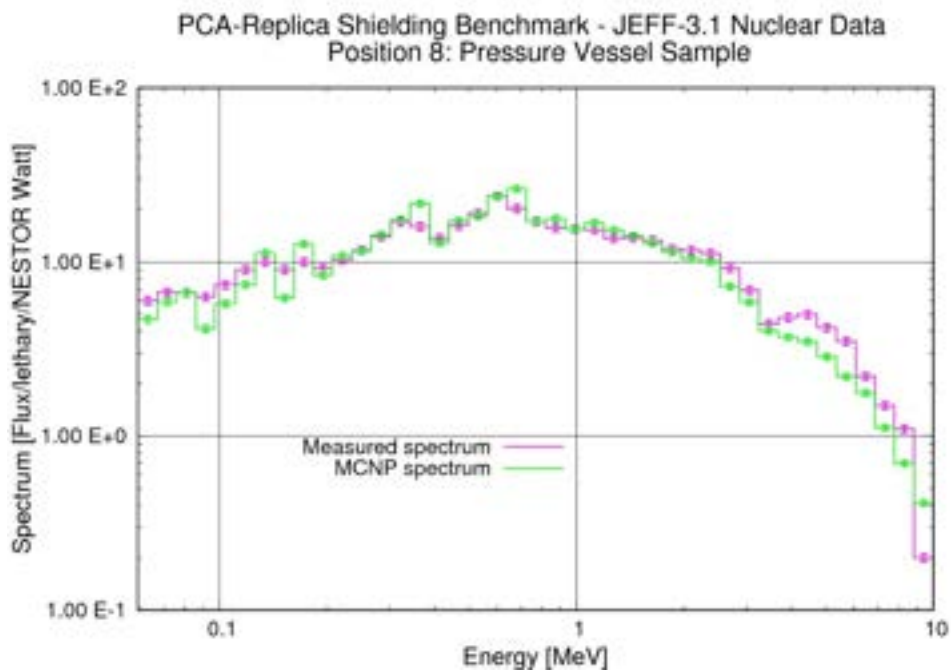


Figure S.PV.3. Calculation and Measured neutron spectra at position 8 – JEFF-3.1

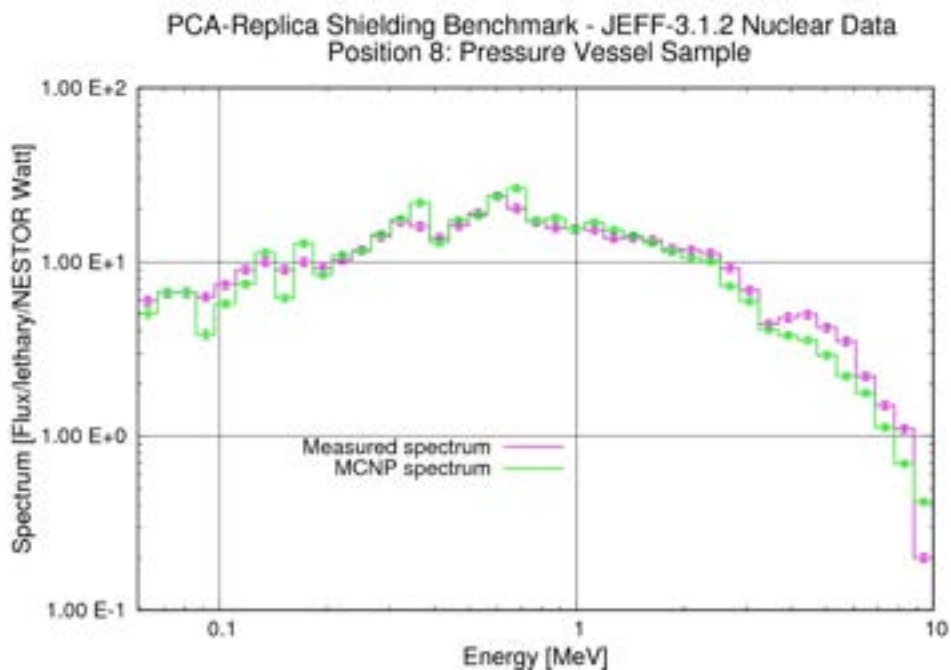


Figure S.PV.4. Calculation and Measured neutron spectra at position 8 – JEFF-3.1.2

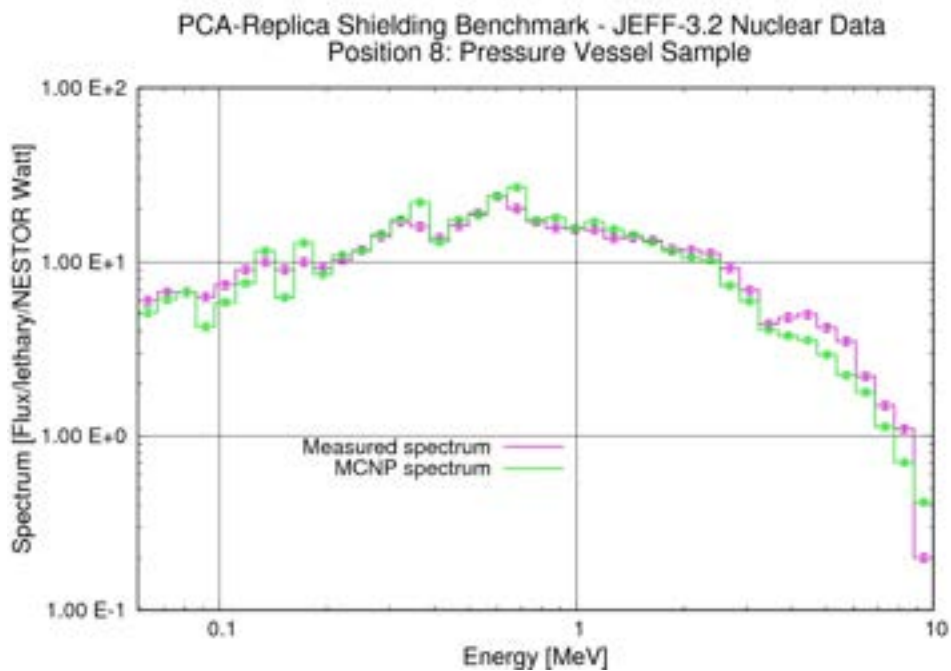


Figure S.PV.5. Calculation and Measured neutron spectra at position 8 – JEFF-3.2

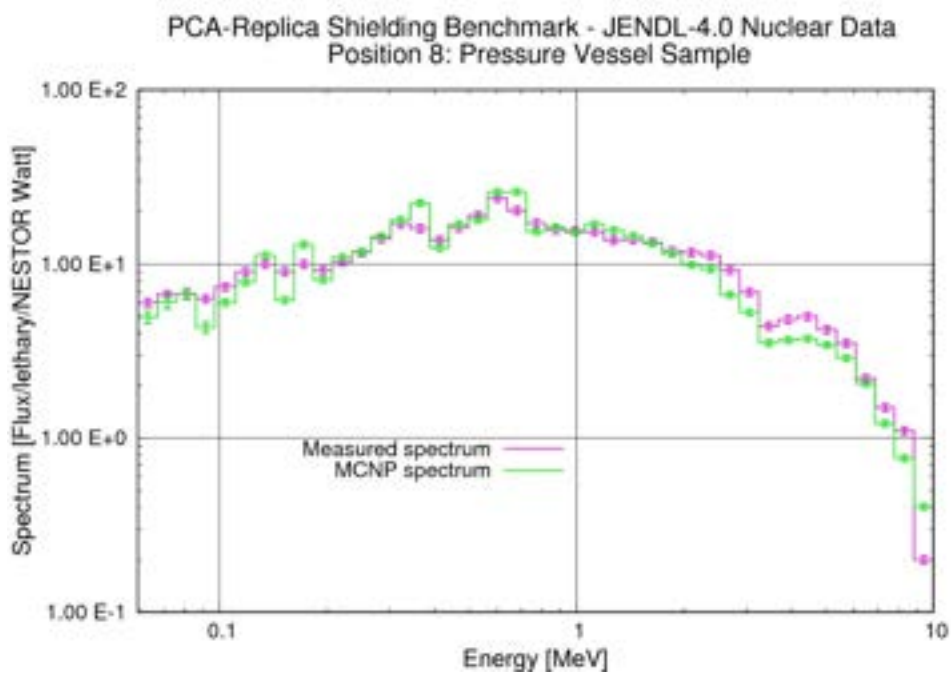


Figure S.PV.6. Calculation and Measured neutron spectra at position 8 – JENDL-4.0

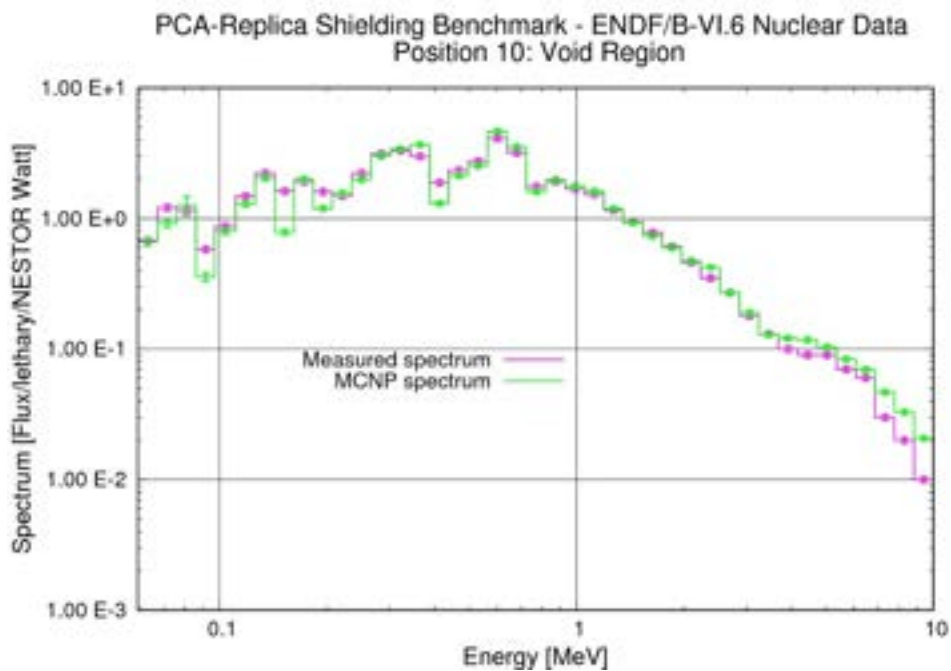


Figure S.V.1. Calculation and Measured neutron spectra at position 10 – ENDF/B-VI.6

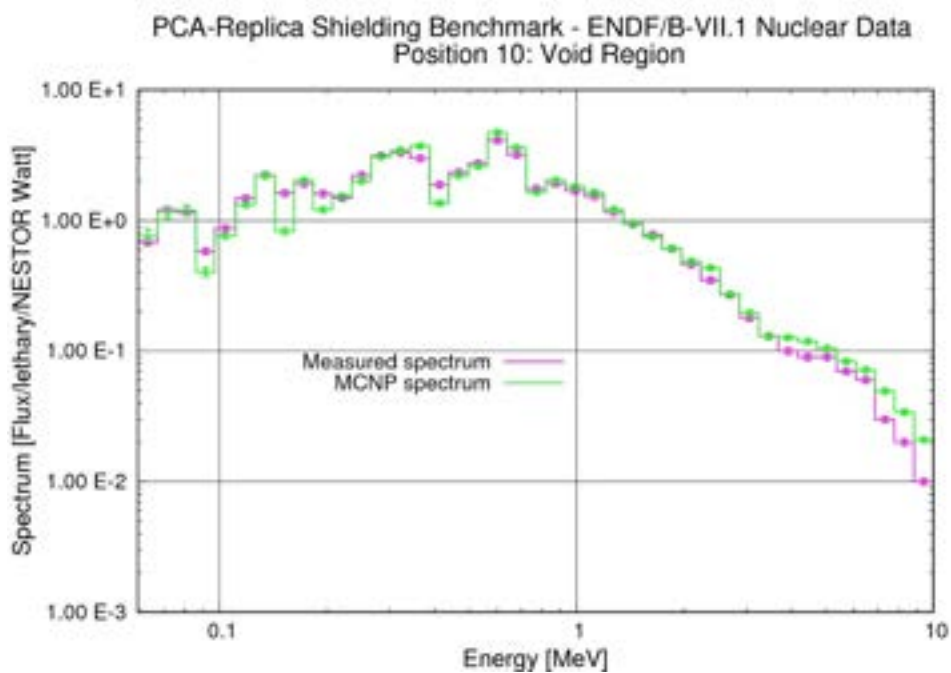


Figure S.V.2. Calculation and Measured neutron spectra at position 10 – ENDF/B-VII.1

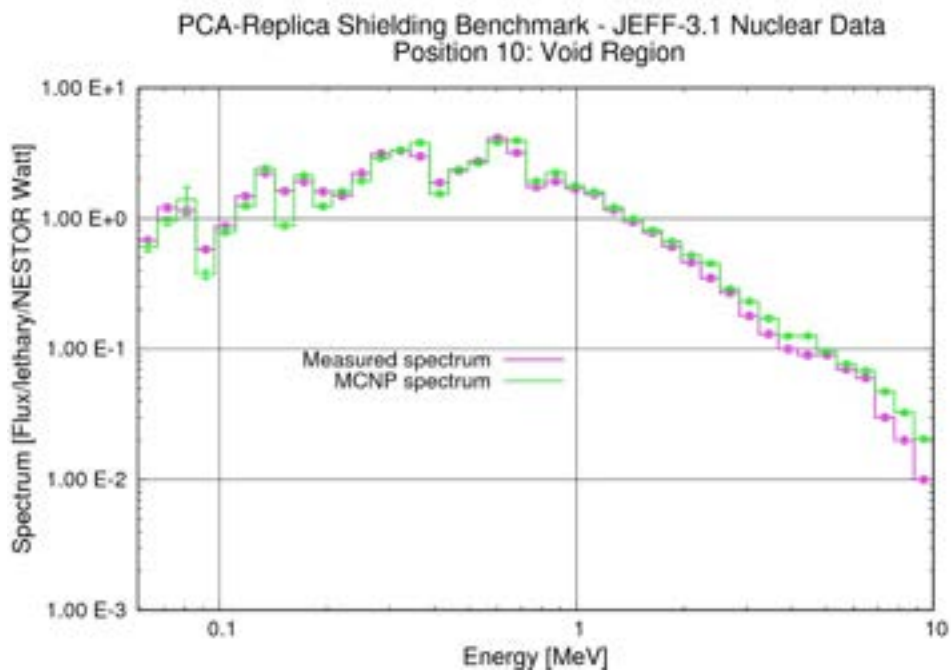


Figure S.V.3. Calculation and Measured neutron spectra at position 10 – JEFF-3.1

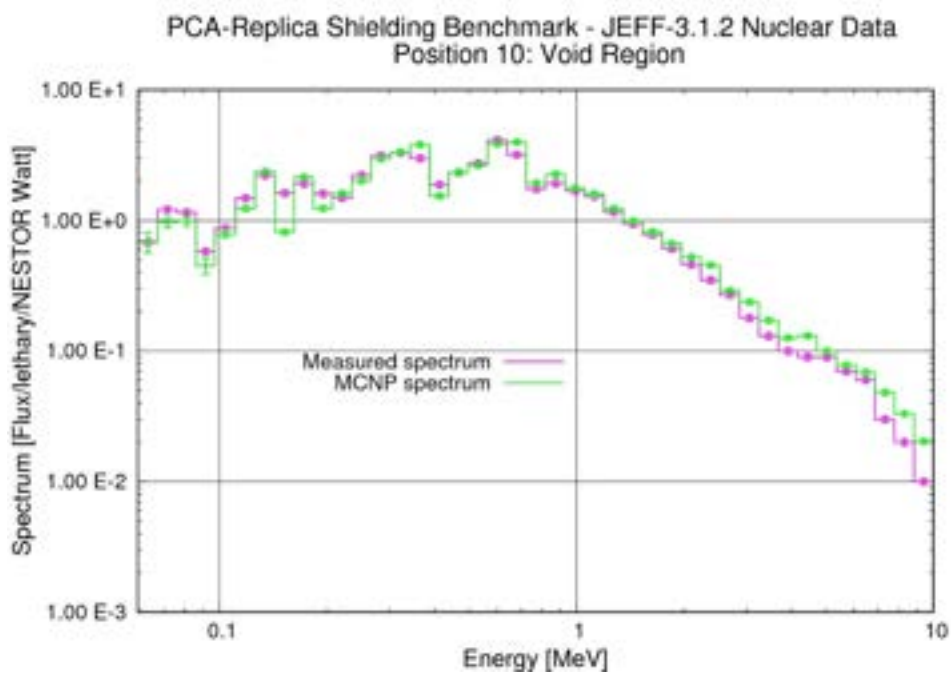


Figure S.V.4. Calculation and Measured neutron spectra at position 10 – JEFF-3.1.2

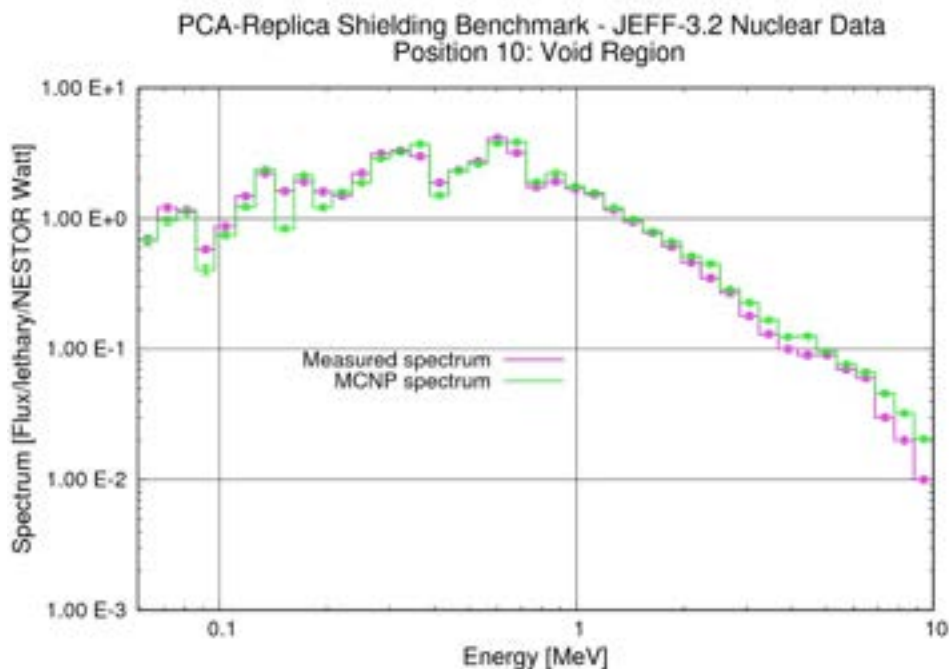


Figure S.V.5. Calculation and Measured neutron spectra at position 10 – JEFF-3.2

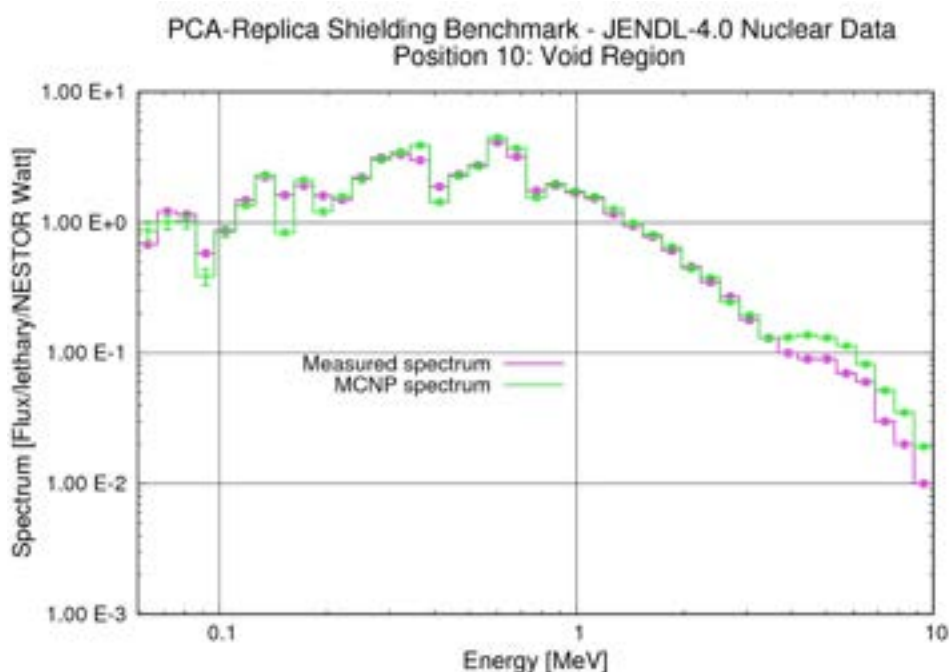


Figure S.V.6. Calculation and Measured neutron spectra at position 10 – JENDL-4.0

Again calculated and experimental values were compared in the following SR series of six Figures in which we present the (Spectrum) C/E Ratio. Figs. SR.1, SR.2, SR.3, SR.4, SR.5 and SR.6 show the C/E Spectral Ratios for both positions (PV and Void) for the ENDF-B/VI.6, ENDF/B-VII.1, JEFF-3.1,

JEFF-3.1.2, JEFF-3.2 and JENDL-4.0 transport libraries respectively. Error bars in these Figures are 1 standard deviation and include both calculation and measurement errors.

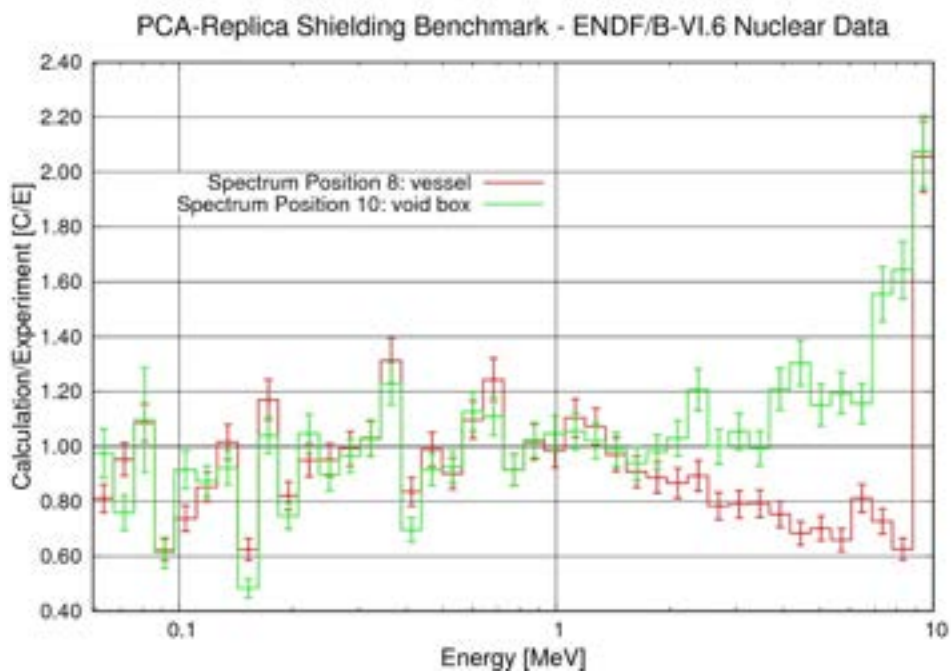


Figure SR.1. Ratio of Calculation to Experiment for neutron spectra – ENDF/B-VI.6

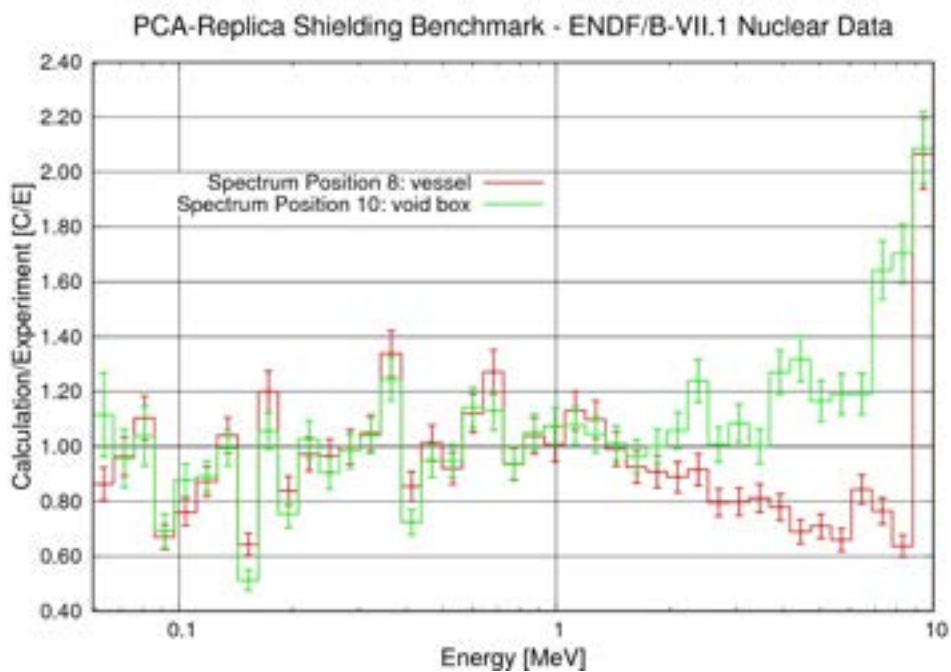


Figure SR.2. Ratio of Calculation to Experiment for neutron spectra – ENDF/B-VII.1

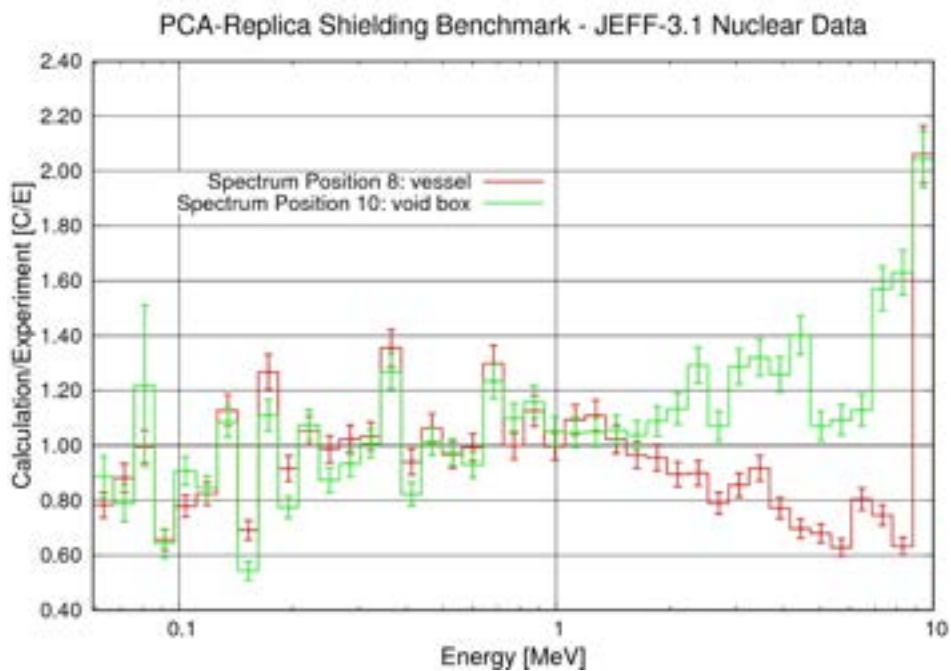


Figure SR.3. Ratio of Calculation to Experiment for neutron spectra – JEFF-3.1

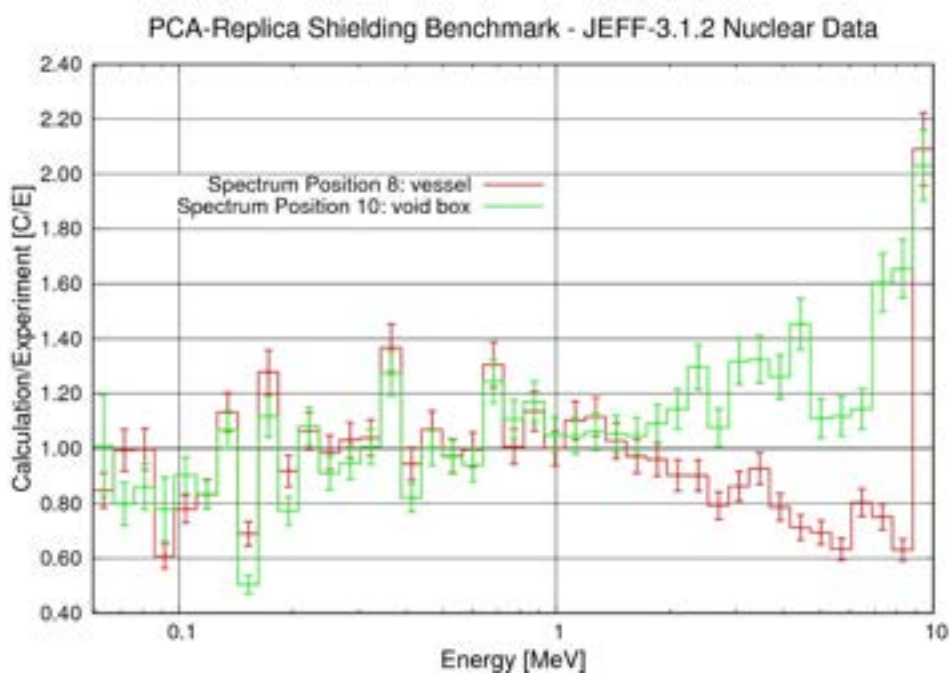


Figure SR.4. Ratio of Calculation to Experiment for neutron spectra – JEFF-3.1.2

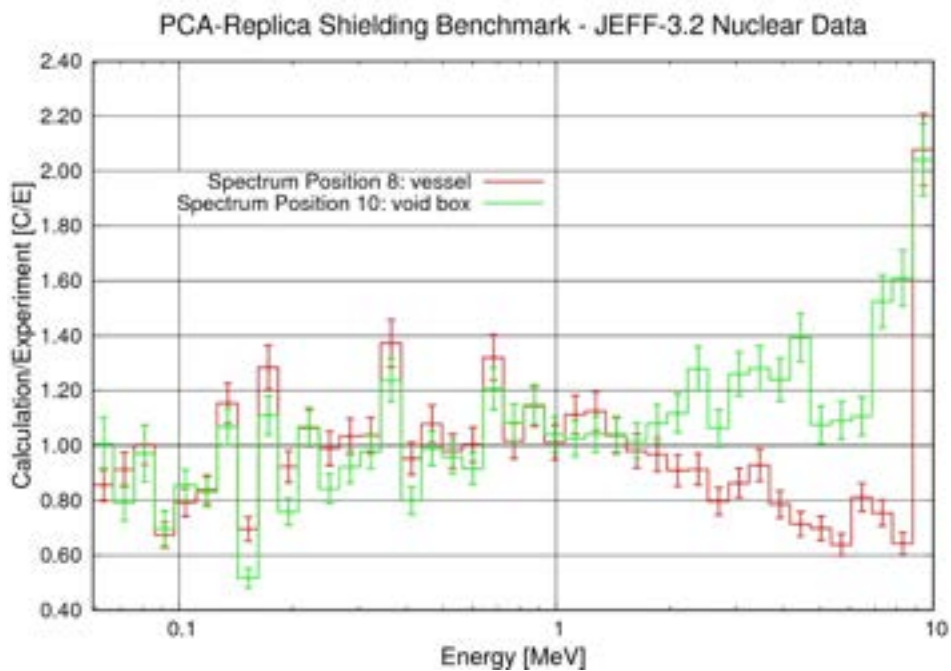


Figure SR.5. Ratio of Calculation to Experiment for neutron spectra – JEFF-3.2

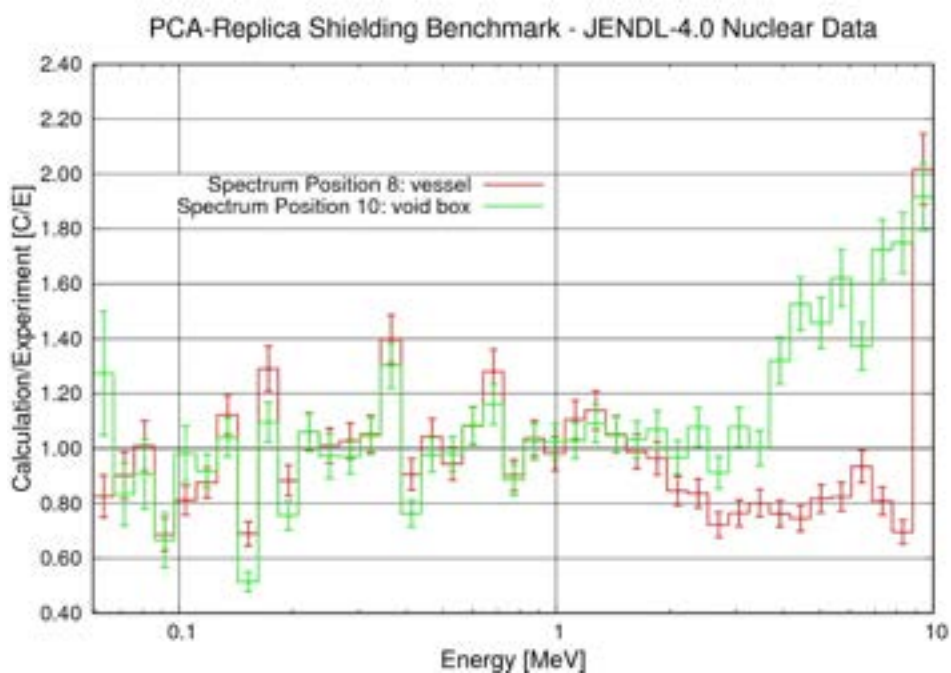



Figure SR.6. Ratio of Calculation to Experiment for neutron spectra – JENDL-4.0

 Centro Ricerche Bologna	Sigla di identificazione	Rev.	Distrib.	Pag.	di
	ADPFIS–LP1-093	0	L	51	53

4.10 Discussion

The three dosimeters, Indium, Rhodium and Sulphur, show a good agreement between calculation and measurement for the three most recent transport libraries and all five dosimeter libraries as can be seen in the D series of figures. (Furthermore the three older transport libraries show equally good agreement.) Looking more closely at the comparison by means of the C/E values in the DR series of eighteen figures:

- As far as $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$ is concerned, the more recent IRDF dosimetry files may be slightly better than the older 532DOS file. The qualities of the six transport cross-section files are indistinguishable.
- As far as $^{103}\text{Rh}(n,n')^{103\text{m}}\text{Rh}$ is concerned, the qualities of the IRDF and LLLDOS dosimetry files look indistinguishable as do those of the six transport cross-section files. The calculation at the first detector position at 1.91 cm from the fission plate looks a slight overestimate. This is probably due to source modelling rather than to transport or dosimetry cross-sections.
- As far as $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$ is concerned, there is a tendency for the C/E value to increase from just below 1 to just above 1 between detector positions 8 and 10 for all dosimetry files and for all six transport files. This looks as if it could be due to the NESTOR background estimate. It is difficult to distinguish between the dosimetry files, but with regard to the transport files the two ENDF/B files may be very slightly better than any of the three JEFF files or the JENDL files.

Note that the above conclusions are extremely tentative given the 1 s.d. error bars.


Looking at the flux spectra in the series of six S.PV and six S.V Figures, we firstly note that the only uncertainties in the measurements are those of the NESTOR background. Neither the detector (hydrogen proportional counters or liquid scintillators) measurements nor the unfolding procedure (with the code RADAK) have been assigned uncertainties [8]. Therefore, the error bars on the experimental spectra are certainly underestimates.

Secondly we note at both measurement positions – in the PV and Void – in the energy range below around 1 MeV that the calculated and measured spectra fluctuate above and below each other. We may tentatively assign these differences to the unfolding procedure. Instead there remains a macroscopic effect, which is an underestimate of the calculated flux at position 8 in the PV sample above around 2 – 2.5 MeV (ignoring the very low flux in the highest energy bin 9 - 10 MeV). Such an underestimate is present for all transport files but is slightly less for JENDL-4.0. This underestimate is not present in the spectra at position 10 in the Void. On the contrary there is, if anything, a slight overestimate of the calculated flux in the same energy range. Such overestimate becomes macroscopic for JENDL-4.0 above around 3 MeV.

These effects are apparent in the six SR series of Figures where we see the C/E values. From these Figures, JENDL-4.0 looks somewhat better than the other five files at position 8 in the PV sample and somewhat worse at position 10 in the Void. The other five files look similar to each other.

4.11 Conclusions

The results show in general a good agreement with the experimental data especially for the three dosimeters. The spectra instead show calculational underestimates in the MeV energy range for the measurement within the mild steel sample and calculational overestimates in the same energy range for the measurement in the void after the mild steel sample.

 Centro Ricerche Bologna	Sigla di identificazione	Rev.	Distrib.	Pag.	di
	ADPFISS-LP1-093	0	L	52	53

4.12 Acknowledgments

The authors would like to acknowledge Dr Massimo Pescarini who supplied ~~precious~~ information in analyzing and preparing the data for the simulations and Dr Ivan Kodeli who provided useful comments on the draft text.

The computing resources and the related technical support used for the MCNP calculations have been provided by CRESCO/ENEAGRID High Performance Computing infrastructure and its staff [26]. CRESCO/ENEAGRID High Performance Computing infrastructure is funded by ENEA, the Italian National Agency for New Technologies, Energy and Sustainable Economic Development and by Italian and European research programs, see <http://www.cresco.enea.it/english> for further information.

4.13 References.

1. A. Ballesteros et al., “The Role of Pressure Vessel Embrittlement in the Long Term Operation of Nuclear Power Plants”, Nuclear Engineering and Design, 234 (2012) 63-68
2. A. Al Mazouzi et al., “PERFORM 60: Prediction of the Effects of Radiation for Reactor Pressure Vessel and In-core Materials Using Multiscale Modelling – 60 years Foreseen Plant Lifetime”, Nuclear Engineering and Design, 241 (2011) 3403-3415
3. S. Van Der Marck, “Benchmarking ENDF/B-VII.1, JENDL-4.0 and JEFF-3.1.1 with MCNP6”, Nuclear Data Sheets, 113 (2012) 2935-3005
4. Nicks et al., “Fission Neutron Penetration in Iron and Sodium – I. Activation Measurements”, Annals of Nuclear Energy, 15, 9 (1988) 457-469
5. Perlini et al., “Fission Neutron Penetration in Iron and Sodium – II. Neutron Spectrometry”, Annals of Nuclear Energy, 16, 4 (1989) 189-201
6. Žerovkin et al., “Re-evaluation of the EURACOS Integral Shielding Experiment Series”, Annals of Nuclear Energy, 77 (2015) 318-325
7. Nuclear Energy Agency (NEA), Shielding Integral Benchmark Archive and Database (SINBAD) section: <https://www.oecd-nea.org/science/wprs/shielding/>
8. Butler et al., “The PCA-Replica Experiment Part I, Winfrith Measurements and Calculations”, Reactor Physics Division, AEEW – R1736 (1984)
9. Goorley et al., “MCNP6 User’s Manual” Version 1.0, LA-CP-13-00634, Rev0 (2013)
10. Booth, “Genesis of the Weight Window and the Weight Window Generator in MCNP – A Personal History”, LA-UR-06-5807, (2006)
11. K.W. Burn, Nuclear Technology, 175-1 138-145 (2011)
12. Rose, Ed., “ENDF-201, ENDF/B-VI Summary Documentation”, BNL-NCS-17541, 4th Edition, Brookhaven National Laboratory (October 9119).
13. Chadwick et al., “ENDF/B-VII.1 Nuclear data for science and technology: cross sections, covariances, fission product yields and decay data”, Nuclear Data Sheets 112 (2011), 2887-2996
14. The JEFF-3.1 Nuclear Data Library, JEFF Report 21, OECD-NEA Data Bank, 2006

15. The JEFF-3.1.2 Nuclear Data Library, JEFF Report, OECD-NEA Data Bank: http://www.oecd-nea.org/dbforms/data/eva/evatapes/jeff_31/JEFF312/
16. The JEFF-3.2 Nuclear Data Library, JEFF-3.2 evaluated data library - Neutron data: http://www.oecd-nea.org/dbforms/data/eva/evatapes/jeff_32/
17. Shibata et al., "JENDL-4.0: A new library for nuclear science and engineering", Journal of Nuclear Science and Technology, 48(1), 1-30 (2011)
18. Little et al., "Dosimetry/Activation Cross Sections for MCNP", MS B226, (1984)
19. International Reactor Dosimetry File: IRDF-2002 – A Data Development Project of the IAEA Nuclear Data Section: <https://www-nds.iaea.org/irdf2002/index.htmlx>
20. International Reactor Dosimetry and Fusion File IRDFF v.1.05 – Nuclear Data Section: <https://www-nds.iaea.org/IRDFF/>
21. Matijević et al., "Modeling of the ORNL PCA Benchmark Using SCALE6.0 Hybrid Deterministic-Stochastic Methodology", Science and Technology of Nuclear Installations, article ID 252140 (2013)
22. Pescarini et al., "Validation of the BUGJEFF311.BOLIB, BUGENDF70.BOLIB and BUGLE-96 Cross Section Libraries on the PCA-Replica (Water/Iron) Neutron Shielding Benchmark Experiment", ENEA Report ADPFISS-LP1-024, (2014)
23. M. Pescarini, R. Orsi, M. Frisoni, "Three-Dimensional (X,Y,Z) Deterministic Analysis of the PCA-Replica Neutron Shielding Benchmark Experiment Using TORT-3.2 Code and Group Cross Section Libraries for LWR Shielding and Pressure Vessel Dosimetry, Proceedings of the 15th International Symposium on Reactor Dosimetry (ISR-15), Paris, France, May 18-23, 2014. ENEA-Bologna Technical Report UTFISSM-P9H6-011, October 2, 2014
24. M. Pescarini, R. Orsi, M. Frisoni, "PCA-Replica (H₂O/Fe) Neutron Shielding Benchmark Experiment – Deterministic Analysis in Cartesian (X,Y,Z) Geometry Using BUGENDF70.BOLIB and BUGLE-96 Cross Section Libraries, ENEA-Bologna Technical Report UTFISSM-P9H6-009, November 20, 2014
25. Nuclear Data Service, Lund/LBNL. Table of Isotopes: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>
26. G. Ponti et al., "The role of medium size facilities in the HPC ecosystem: the case of the new CRESCO4 cluster integrated in the ENEAGRID infrastructure", Proceedings of the 2014 International Conference on High Performance Computing and Simulation, HPCS 2014, art. no. 6903807, 1030-1033;

Analisi cinetica con codici deterministici di impianti nucleari di tipo PWR: transitori di barre di controllo

Descrittori

Tipologia del documento: Rapporto tecnico

Collocazione contrattuale: Accordo di programma ENEA-MSE su sicurezza nucleare e reattori di IV generazione

Argomenti trattati: Cinetica, Safety di nocciolo, PWR

Sommario

Il presente rapporto descrive l'attività prevista nel Piano Annuale di Realizzazione 2016 dell'Accordo di Programma ENEA-MSE avente come obiettivo quello di acquisire esperienza nella cinetica dei reattori ad acqua pressurizzata (PWR). Data l'importanza dei calcoli cinetici nelle valutazioni della safety di nocciolo, l'attività si è concentrata sull'analisi di transitori di potenza provocati dalla movimentazione di uno o più gruppi di barre di controllo in un PWR da 900 MWe arricchito in ^{235}U che si trova all'inizio del primo ciclo (BoC) in stato stazionario. Tutti i calcoli sono stati eseguiti con il codice deterministico CRONOS2 in assenza del feedback termoidraulico in modo da mettere in risalto il contributo dei neutroni ritardati ai transitori di potenza.

Note

Autori: R. Pergreffi, F. Rocchi

Copia n.

In carico a:

2			NOME			
			FIRMA			
1			NOME			
			FIRMA			
0	EMISSIONE	01/12/2017	NOME	Roberto Pergreffi	Franca Padoani	Federico Rocchi
			FIRMA	<i>Roberto Pergreffi</i>	<i>Franca Padoani</i>	<i>Federico Rocchi</i>
REV.	DESCRIZIONE	DATA		REDAZIONE	CONVALIDA	APPROVAZIONE

Sommario

1. Introduzione.....	3
2. I neutroni ritardati.....	4
3. Descrizione della geometria.....	8
4. La struttura di un calcolo cinetico in CRONOS2.....	12
5. Principali moduli di un calcolo cinetico in CRONOS2.....	16
6. Risultati.....	23
7. Riferimenti bibliografici.....	32

1. Introduzione¹

La cinetica del reattore (*Reactor Kinetics*) è lo studio della dipendenza temporale del flusso neutronico a seguito di una variazione delle sezioni d'urto macroscopiche del sistema.

La dipendenza dal tempo della popolazione neutronica può essere divisa in tre classi di problemi a seconda del periodo di tempo a cui ci si riferisce:

- Problemi di breve periodo cioè che avvengono in tempi dai secondi alle decine di minuti. Per questi tipi di problemi, in cui rientrano transitori di potenza e/o a calcoli di safety di nocciolo, il bruciamento del combustibile durante il transitorio, essendo quantitativamente modesto, può essere trascurato.
- Problemi di periodo intermedio relativi cioè ad ore o al più ad un paio di giorni. Anche in questo caso il bruciamento del combustibile può essere trascurato, ma diversamente dal caso precedente, si deve considerare la produzione di eventuali veleni neutronici sotto forma di prodotti di fissione.
- Problemi di lungo periodo cioè che riguardano periodi di tempo di giorni o mesi. Questa classe di problemi richiede una conoscenza dettagliata del bruciamento del combustibile durante il transitorio e delle distribuzioni di flusso e combustibile nel reattore.

Scopo del presente studio è stato quello di valutare alcuni transitori di potenza generati dalla movimentazione di uno o più gruppi di barre di controllo. Si tratta pertanto, in accordo alla precedente classificazione, di problemi di breve periodo nei quali il bruciamento può essere trascurato. La scala temporale delle simulazioni effettuate è d'altronde mai superiore al minuto. In Figura 1 è descritto schematicamente quanto fatto: in un PWR da 2700MW_{th} arricchito in ²³⁵U che si trova all'inizio del primo ciclo (Beginning of Cycle - BoC) in stato stazionario (essendo flusso e potenza indipendenti dal tempo), è stata introdotta una perturbazione del buckling materiale, cioè della composizione isotopica N_a del sistema, attraverso una movimentazione delle barre di controllo che ha determinato una variazione del flusso ϕ (e conseguentemente della potenza P). Tutte le simulazioni sono state eseguite in assenza del feedback termoidraulico, cioè trascurando gli effetti che variazioni di potenza generano su temperature e sezioni d'urto (microscopiche o macroscopiche) e quindi, iterativamente, sulla potenza medesima. Un tale approccio, schematizzato in Figura 1, consente di meglio mettere in evidenza il contributo ed il ruolo dei neutroni ritardati al transitorio di potenza e quindi di valutare l'inerzia del sistema come solo effetto del parametro frazione di neutroni ritardati β . Il fatto poi che le perturbazioni del sistema siano state introdotte attraverso la movimentazione delle barre di controllo, rende questi problemi dipendenti, oltre che dal tempo, anche dallo spazio. E, com'è noto, quando gli effetti spaziali non possono essere trascurati, perde di validità la principale approssimazione su cui si fonda la Cinetica Punto e cioè che la forma del flusso non cambi. Da qui la necessità di risolvere equazioni cinetiche multigruppo 3D in teoria della diffusione che rispetto alla Cinetica Punto comportano un considerevole onere computazionale. Tutte le simulazioni sono state eseguite con

¹ Per la parte generale di cinetica si veda: J.R. Lamarsh, A.J. Baratta, *Introduction to nuclear engineering* (Prentice-Hall, Upper Saddle River, 2001) e W.M. Stacey, *Nuclear Reactor Physics* (Wiley&Sons, 2001).

il codice di nocciolo CRONOS2 usando librerie di sezioni d'urto efficaci (cioè che conservano i tassi di reazione) a due gruppi energetici precedentemente calcolate con APOLLO2².

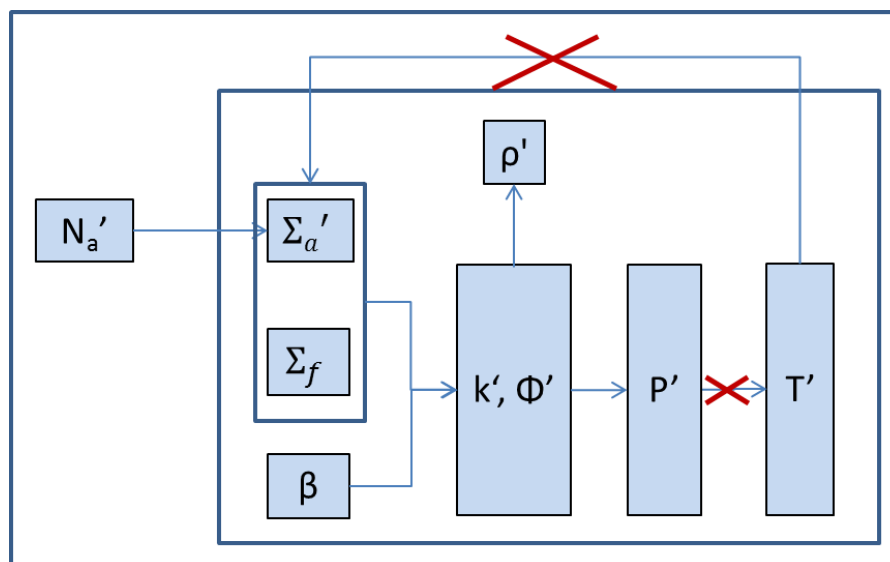


Figura 1. Schema di calcolo adottato nello studio.

2. I neutroni ritardati

Uno dei parametri fondamentali negli studi di cinetica è rappresentato, come si è detto, dal β cioè da quella piccola frazione di neutroni, chiamati neutroni ritardati, che non appaiono istantaneamente all'evento di fissione – come accade al contrario per i neutroni pronti che compaiono dopo circa 10^{-14} secondi – ma dopo un certo intervallo temporale. La durata di tale intervallo temporale, che va dai pochi milisecondi fino al minuto e oltre, dipende dal tempo di dimezzamento (*half-life*) dei precursori. Infatti i neutroni ritardati sono prodotti da figli instabili – i cosiddetti emettitori – di prodotti di fissione a loro volta instabili – chiamati precursori o progenitori –. I precursori subiscono normalmente un decadimento beta ma una piccola frazione di questi (nuclei altamente eccitati) possono subire un'emissione neutronica in luogo di quella gamma. Si consideri a mo' di esempio l'isotopo ^{87}Br che ha un tempo di dimezzamento di 55,6 secondi (Figura 2). Esso subisce un decadimento con emissione di particelle beta a 2,6 MeV e 8 MeV. Tale decadimento porta alla creazione di $^{87}\text{Kr}^*$ e di ^{87}Kr (stato fondamentale - *ground state*) che a sua volta decade nell'isotopo stabile ^{87}Sr attraverso due ulteriori decadimenti beta. Ma c'è anche un altro modo in cui il nucleo di ^{87}Br può decadere beta. Il nucleo ^{87}Br può infatti decadere in uno stato eccitato del nucleo $^{87}\text{Kr}^*$ emettendo un elettrone di energia pari a 5,5 MeV. Tale energia è maggiore dell'energia di legame (*binding energy*) di un neutrone nel nucleo $^{87}\text{Kr}^*$. In

² Cfr. R. Pergreffi, F. Rocchi, M. Sumini, A. Guglielmelli, *Calcoli per la determinazione della composizione isotopica del combustibile di un PWR da 900 MWe al variare del bruciamento*, Rapporto Tecnico ENEA NNFISS-LP2-082, 2012.

questo caso il nucleo $^{87}\text{Kr}^*$ può subire (con probabilità del 2,5%) un'emissione neutronica che porta alla formazione dell'isotopo stabile ^{86}Kr .

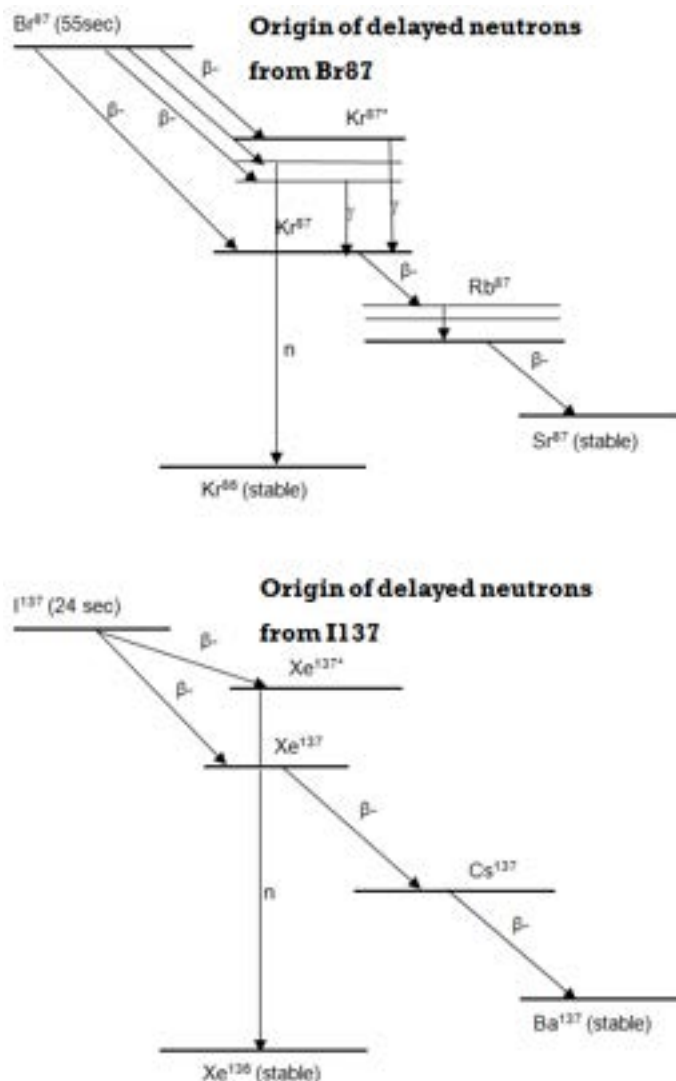


Figura 2. Esempi di precursori di neutroni ritardati.

In accordo al database JEFF 3.1, gli emettitori neutronici noti tra ^8He e ^{210}Tl sono circa 240^3 . Di questi, se si escludono i circa 75 emettitori con numero di massa (A) minore di 70, la maggior parte sono prodotti di fissione ($70 < A < 150$). A fronte di una tale complessità, nei calcoli cinetici si è soliti utilizzare una suddivisione a gruppi che raggruppa i principali precursori a partire dai loro tempi di dimezzamento. In Figura 3 è riportata la classica suddivisione a sei gruppi di precursori. Come si vede, il valore di β cambia a seconda del materiale fissile che si considera: se per ^{235}U la frazione dei neutroni ritardati è pari a 0,0064, cioè ad una percentuale dello 0,64%, per ^{239}Pu il valore di β è di 0,0021 e per ^{233}U di 0,0026. Si evince quindi che il bruciamento, facendo variare la composizione isotopica del combustibile, determina nel tempo una variazione del valore di β .

³ Esistono inoltre 18 emettitori 2n e i 4 emettitori 3n (^{11}Li , ^{14}Be , ^{17}B , ^{31}Na) confermati sperimentalmente.

Come riportato in Figura 4, ciascuno gruppo di precursori è caratterizzato da una resa (*yield*), da una costante di decadimento (*decay constant*) e da una certa frazione di neutroni ritardati (β_i).

i	Possible precursor nuclei	Mean energy (MeV)	Average half-life of the group [s]			Delayed neutron fraction [%]		
			235U	239Pu	233U	235U	239Pu	233U
1	87Br, 142Cs	0.25	55.72	54.28	55.0	0.021	0.0072	0.0226
2	137I, 88Br	0.56	22.72	23.4	20.57	0.140	0.0626	0.0786
3	138I, 89Br, (93,94)Rb	0.43	6.22	5.60	5.00	0.126	0.0444	0.0658
4	139I, (93,94)Kr, 143Xe, (90,92)Br	0.62	2.3	2.13	2.13	0.252	0.0685	0.0730
5	140I, 145Cs	0.42	0.61	0.618	0.615	0.074	0.018	0.0135
6	(Br, Rb, As etc.)	-	0.23	0.257	0.277	0.027	0.0093	0.0087
Total						0.64	0.21	0.26

Figura 3. Sei gruppi di precursori.

U^{235}			
Group	Decay constant λ_i (sec ⁻¹)	Yield (neutrons per fission)	Fraction β_i
1	0.0124	0.00052	0.000215
2	0.0305	0.00346	0.001424
3	0.111	0.00310	0.001274
4	0.301	0.00624	0.002568
5	1.14	0.00182	0.000748
6	3.01	0.00066	0.000273
Total yield: 0.0158			
Total delayed fraction (β):			0.0065
Pu^{239}			
Group	Decay constant λ_i (sec ⁻¹)	Yield (neutrons per fission)	Fraction β_i
1	0.0128	0.00021	0.000073
2	0.0301	0.00182	0.000626
3	0.124	0.00129	0.000443
4	0.325	0.00199	0.000685
5	1.12	0.00052	0.000181
6	2.69	0.00027	0.000092
Total yield: 0.0061			
Total delayed fraction (β):			0.0021
U^{233}			
Group	Decay constant λ_i (sec ⁻¹)	Yield (neutrons per fission)	Fraction β_i
1	0.0126	0.00057	0.000224
2	0.0337	0.00197	0.000777
3	0.139	0.00166	0.000655
4	0.325	0.00184	0.000723
5	1.13	0.00034	0.000133
6	2.50	0.00022	0.000088
Total yield: 0.0066			
Total delayed fraction (β):			0.0026

Figura 4. Parametrizzazione a sei gruppi per ^{235}U , ^{239}Pu e ^{233}U .

Sebbene questa parametrizzazione a sei gruppi sia ancora ampiamente utilizzata in ambito industriale, permane l'esigenza di migliorare ulteriormente il livello di accuratezza delle rese dei neutroni ritardati e la risoluzione del loro spettro energetico (spettro energetico che, essendo molto difficile da misurare, continua ad essere un dato poco conosciuto). In generale, i neutroni ritardati hanno energie di emissione inferiori a quelle dei neutroni pronti. Se questi ultimi vengono generalmente emessi a energie comprese tra 1 MeV e 10 MeV, con un massimo di 20 MeV e un valor medio di 2 MeV, i neutroni ritardati hanno energie iniziali comprese tra 0,2 MeV e 0,9 MeV con 0,4 MeV di valor medio. Fatto da cui derivano, quantomeno nei reattori termici, due importanti e tra loro opposte conseguenze. Da una parte la quantità di energia che i neutroni ritardati devono cedere per termalizzarsi è mediamente minore di quella dei neutroni pronti, così come minore è la loro probabilità di fuga e di assorbimento parassitico. Dall'altra è minore anche la loro probabilità di indurre una fissione veloce essendo il valor medio della loro energia di emissione inferiore al valore minimo richiesto per questo tipo di fissioni. Di queste due conseguenze – minore probabilità di fuga e di assorbimento parassitico e minore fattore di fissione veloce – si tiene conto attraverso un parametro, chiamato fattore importanza (I), che valuta l'efficacia della frazione media dei neutroni ritardati nel produrre un evento di fissione. Il fattore importanza è cioè una misura dell'abilità di un reattore di termalizzare e sfruttare i neutroni ritardati ivi prodotti. Diversamente da quanto avviene in piccoli reattori termici con alti arricchimenti iniziali, in un PWR del tipo in esame il minore fattore di fissione veloce prevale sulla minore probabilità di fuga e di assorbimento parassitico determinando un valore di I pari a 0,97. Il prodotto tra la frazione dei neutroni ritardati e il fattore importanza è chiamato frazione dei neutroni ritardati efficace (β_{eff}):

$$\beta_{\text{eff}} = \beta * I$$

Rispetto a quanto detto, ci si limita ad osservare che la simultanea presenza di fenomeni quali la diversa efficacia tra pronti e ritardati, come pure la diversa efficacia dei vari gruppi di precursori (essendo la distribuzione energetica dei ritardati diversa da gruppo a gruppo), o ancora la diversa efficacia degli isotopi fissionabili, impone di sostituire, in taluni casi, al fattore importanza una funzione importanza.

A dispetto della frazione, percentualmente piuttosto modesta, e del contributo alla generazione di potenza, di fatto trascurabile, i neutroni ritardati svolgono un ruolo fondamentale. La loro presenza, infatti, estende il periodo del reattore fino al punto da renderne possibile il controllo. È cioè grazie alla frazione dei neutroni ritardati che un reattore nucleare, trovandosi in condizioni di criticità ritardata – o di sottocriticità pronta –, può di fatto essere controllato. Una condizione di criticità pronta, cioè di criticità determinata dai soli neutroni pronti, determinerebbe infatti una cinetica talmente rapida da rendere il reattore difficilmente controllabile. Questo spiega il perché i reattori vengono progettati in modo da evitare che una simile condizione possa mai essere raggiunta (in un PWR questa si avrebbe con un'inserzione di reattività positiva pari al valore del β_{eff} , cioè $k_{\text{eff}} \approx 1.006$ o $\rho = +600$ pcm).

3. Descrizione della geometria

Come descritto in Tabella 1, il nocciolo di un reattore da 900 MWe è composto da 157 elementi di combustibile a tre diversi arricchimenti in ^{235}U , cioè 1,8% 2,4% e 3,1%, e da 64 elementi di riflettore. Limitatamente al nocciolo di startup, la strategia di carica del combustibile prevede il ricorso a barre anulari di pyrex (vetro borosilicato) come veleno bruciabile concentrato che bilancia l'eccesso di reattività iniziale.

Tipo di assembly	N.ro	Commento	N.ro pin di fuel	CR
Assembly con arricchimento al 3,1%	36	In periferia	264 X 36 = 9504	Si
Assembly con arricchimento al 1,8%	53	A scacchiera	264 X 53 = 13992	Si
Assembly con arricchimento al 2,4% e 8 pin di pyrex	20	Corona esterna	256 X 20 = 5120	No
Assembly con arricchimento al 2,4% e 12 pin di pyrex	32	A scacchiera	252 X 32 = 8064	No
Assembly con arricchimento al 3,1% e 12 pin di pyrex	8	In periferia	252 X 8 = 2016	No
Assembly con arricchimento al 3,1% e 16 pin di pyrex	8	In periferia	248 X 8 = 1984	No
Riflettore	64	In periferia	0	

Tabella 1. Nocciolo di start-up di un reattore da 900 MWe.

In Tabella 2 sono riportati gli 8 gruppi di barre di controllo del PWR in esame. Di questi, i gruppi R, N1, N2, G1, G2 assolvono a funzioni di controllo mentre i restanti SA, SB, SC sono utilizzati per la safety di nocciolo o in caso di spegnimento dell'impianto. Tutti i gruppi sono di tipo nero, cioè composti da argento indio e cadmio (AIC) rispettivamente all'80%, al 15% e al 5% in massa, eccetto G1 e G2, entrambi di tipo grigio, nei quali 2/3 delle pin sono in lega di acciaio inox austenitica (AISI 304) con tenore di cromo tra il 18% ed il 20% e di nichel tra l'8% e l'11%.

Gruppo	Tipo	N.ro di barre per gruppo	N.ro di pin per barra	Composizione pin
R	Nera	8	24	AIC
N1	Nera	8	24	AIC
N2	Nera	8	24	AIC
G1	Grigia	4	8 - 16	AIC – AISI 304
G2	Grigia	8	8 - 16	AIC – AISI 304
SA	Nera	5	24	AIC
SB	Nera	8	24	AIC
SC	Nera	4	24	AIC

Tabella 2. Tipologia e composizione dei gruppi di barre di controllo in un PWR da 900MWe.

Circa il valore di antireattività e le caratteristiche di sicurezza dei singoli gruppi di barre si riportano di seguito alcuni interessanti risultati contenuti nel rapporto ENEA "Analisi neutronica per valutazioni di sicurezza del nocciolo di startup di un PWR da 900 MWe"⁴ dedicato alla neutronica quasi-statica in condizioni operazionali, ovvero non incidentali, del primo ciclo di funzionamento di un PWR da 900 MWe. I valori di antireattività (*worth*) in pcm dei diversi gruppi di barre di controllo

⁴ G. Glinatsis, G. Grasso, D. Mattioli, R. Pergreffi, F. Rocchi, *Analisi neutronica per valutazioni di sicurezza del nocciolo di startup di un PWR da 900 MWe*, Rapporto Tecnico ENEA ADPFISS - LP1 – 006, 2013.

sono riportati in Tabella 3. Tali valori sono stati ottenuti inserendo completamente a piena potenza e a BoC un gruppo di barre per volta.

Gruppo	Antireattività [pcm]
R	1444.3
N1	1052.3
N2	684.2
G1	498.5
G2	906.7
SA	485.8
SB	1233.2
SC	681.7

Tabella 3. Worth totale dei gruppi di barre di controllo.

In Figura 5 sono riportati i grafici del worth delle barre di controllo in funzione della profondità di inserzione in zona attiva a piena potenza e a BoC. L'andamento dei worth è quello tipico delle cosiddette "curve ad S". La congruità fisica dei risultati ottenuti è giustificata dal fatto che a BOC la concentrazione assiale di boro è proporzionale alla densità del moderatore, cosicché nella parte bassa, ove si ha più moderazione, c'è anche più assorbimento da parte del boro.

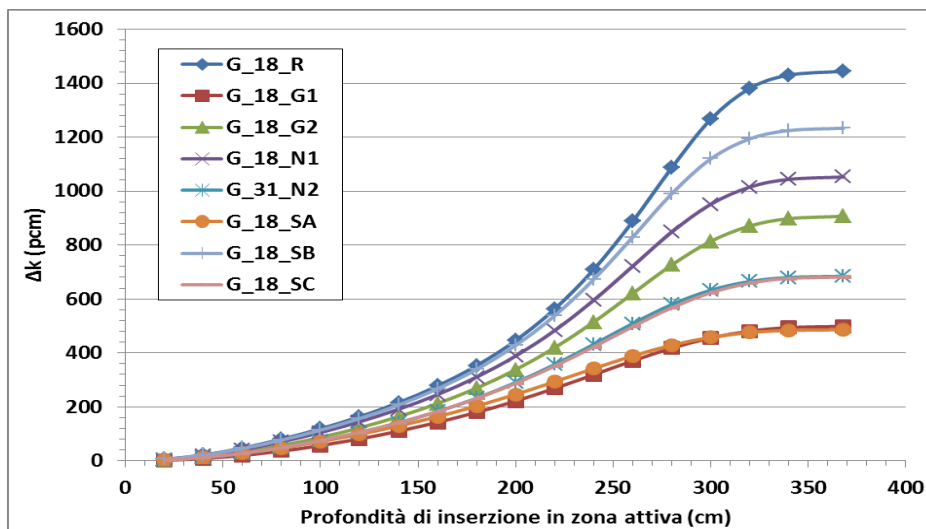


Figura 5. Worth dei gruppi di barre a BOC, full power.

Altro interessante risultato ha riguardato il grado di distorsione della distribuzione di densità di potenza nel nocciolo a seguito dell'inserimento delle barre in condizioni di criticità, ovvero in condizioni per cui l'antireattività introdotta dalle barre viene compensata da una diminuzione di boro nel moderatore. La valutazione, effettuata a BOC, è riassunta in Figura 6 dove è riportato il valore limite di 2.32 per il fattore di forma della densità di potenza, al di sotto del quale è garantita l'integrità del combustibile e delle guaine. Sono poi graficati i valori massimi del fattore di forma in funzione della profondità di inserzione in zona attiva dei vari gruppi di barre; il valore del fattore di forma riportato non si manifesta ovviamente alla quota di inserzione, ma ad una quota diversa non riportata nel grafico. Come si vede, nessun gruppo è in grado di causare una distorsione tale

da compromettere l'integrità della prima e della seconda barriera. L'unico problema riscontrato riguarda il gruppo SB la cui inserzione a piena potenza con compensazione dell'antireattività mediante diluizione del boro deve essere limitata a circa 300 cm; oltre tale profondità, la distorsione della potenza è tale da far passare a bifase il moderatore in alcuni canali del nocciolo (effetto di vuoto locale)⁵.

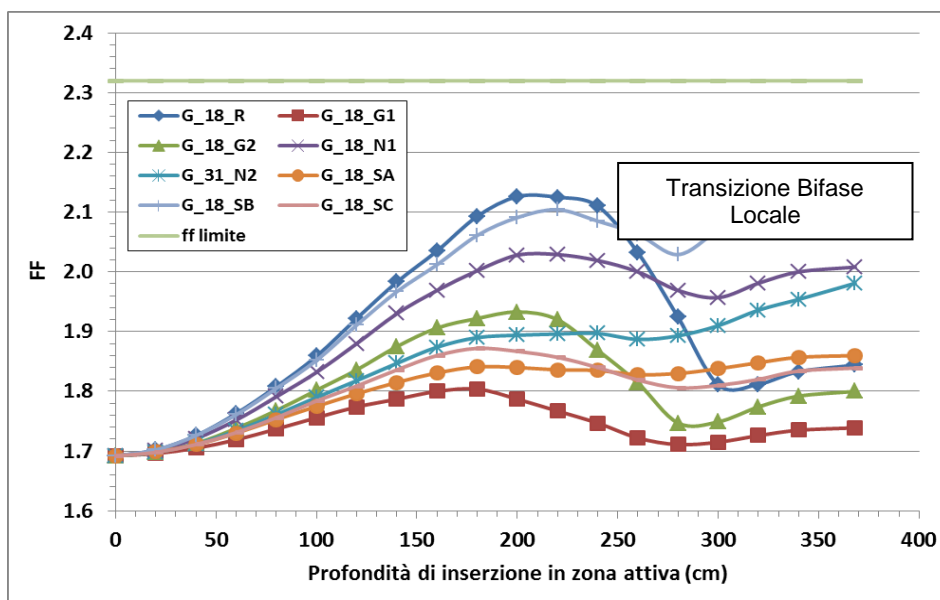


Figura 6. Variazione del fattore di forma massimo al variare della profondità di inserzione, BOC.

La geometria implementata in CRONOS2 è illustrata in Figura 7. La zonizzazione assiale (geometria di secondo livello) è un'estrusione, opportunamente segmentata, della mappa trasversale.

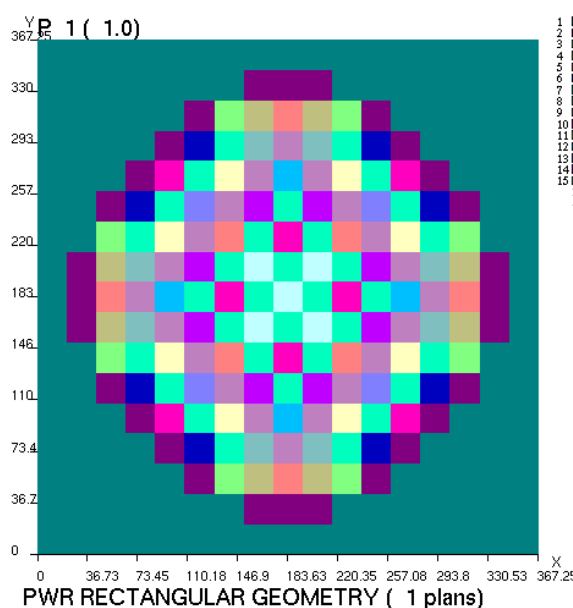


Figura 7. Geometria e disposizione logica dei gruppi di barre di controllo.

⁵ Va tuttavia precisato che il modulo di termoidraulica di nocciolo implementato in CRONOS2 è a sottocanali indipendenti e dunque non è in grado di tener conto degli importanti flussi trasversali che si instaurano tra canali adiacenti, uno dei quali in transizione bifase, e che sono in grado di compensare le differenze termiche e di smorzare i picchi di temperatura del moderatore e di limitare l'ebollizione nei canali interessati.

In Figura 7 sono altresì mostrati i raggruppamenti logici in gruppi di barre di controllo. In Figura 8 è invece mostrata la meshatura trasversale e la mappa delle composizioni in condizione ARO (All-Rods-Out). I parametri della meshatura adottata sono i seguenti:

- larghezza assembly: 21.6031 cm;
- numero di suddivisioni lungo x: 34, uniformi;
- numero di suddivisioni lungo y: 34, uniformi;
- numero di suddivisioni trasversali per assembly: 4;
- numero di suddivisioni lungo z: 74 uniformi in zona attiva, 1 per il riflettore superiore, 1 per il riflettore inferiore;
- altezza riflettore superiore: 20 cm;
- altezza riflettore inferiore: 20 cm;
- altezza zona attiva: 368.106 cm.

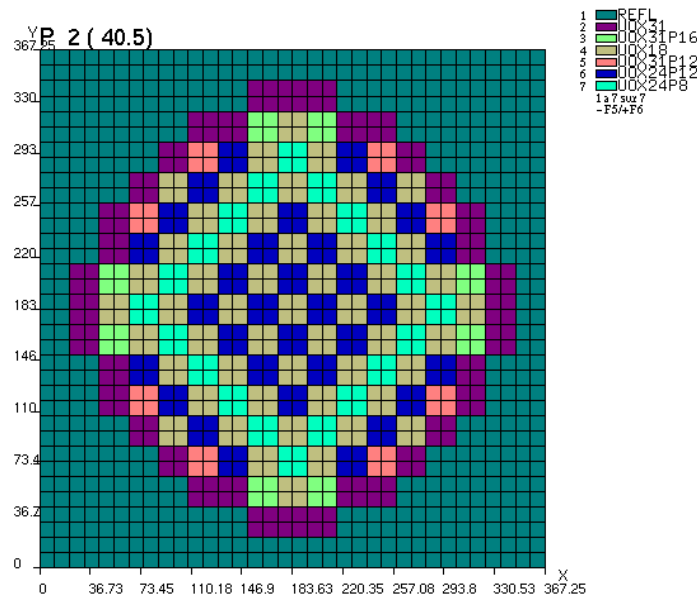


Figura 8. Mesh trasversale e mappa delle composizioni.

Il numero di suddivisioni assiali (74+2), assai più alto di quello comunemente usato nei PWR (18+2), è stato adattato alle necessità di un calcolo cinetico.

Il volume di una cella elementare in zona attiva risulta dunque pari a:

$$V = \frac{368,106}{74} * \frac{21,6031^2}{4} = 580.38 \text{ cm}^3$$

4. La struttura di un calcolo cinetico in CRONOS2

Si riporta di seguito (Figura 9) la struttura di un calcolo cinetico descrivendo per ciascuna fase lo scopo e i moduli o, al caso, le procedure coinvolti.

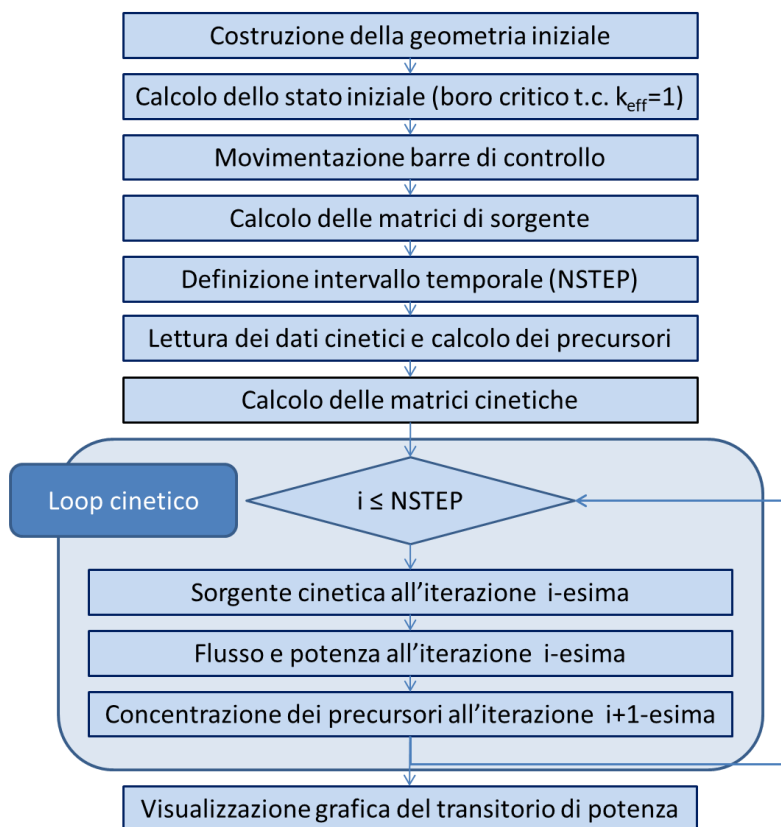


Figura 9. Struttura di un calcolo cinetico.

- a) Fase 1: descrizione della geometria iniziale. In questa fase le barre di controllo devono essere già tutte previste. Inoltre poiché in un calcolo cinetico la mesh fisica non può essere più modificata, quella assiale deve prevedere sin da subito tutti i punti di inserzione delle barre. Variazioni successive della geometria possono riguardare soltanto la composizione dei materiali.

Moduli coinvolti: GEOX:, DOMAIN:.

- b) Fase 2: calcolo dello stato iniziale determinando la concentrazione di boro che rende critico il sistema ($k_{eff} = 1$). I calcoli sono effettuati in approssimazione di diffusione utilizzando il risolutore MINOS. Tale risolutore è basato sul metodo agli elementi finiti misti duali con ADF. Gli elementi finiti utilizzati sono del tipo di Raviart-Thomas RT_1 , ovvero parabolici nella corrente e lineari nel flusso; l'integrazione numerica è del tipo di Gauss.

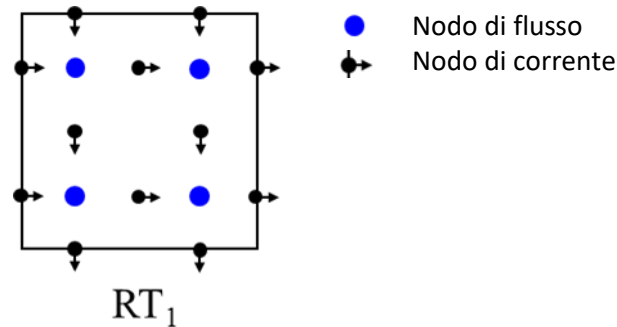


Figura 10. Schema elemento finito RT1.


In Figura 10 è riportato uno schema 2D dell'elemento finito di Raviart-Thomas RT_1 , in cui sono graficamente distinti i nodi di flusso (due per ogni direzione) ed i nodi di corrente (due all'interfaccia ed uno centrale per ogni direzione). È stato poi applicato il metodo di Chebyshev per l'accelerazione delle iterazioni esterne. Sono stati impostati i seguenti criteri di convergenza per i calcoli:

- ✓ criterio di convergenza su k_{eff} : 1 pcm;
- ✓ criterio di convergenza sul flusso (criterio integrale con norma in L2): 10 pcm;
- ✓ criterio di convergenza sul boro critico: 1 ppm.

Sono stati tenuti come isotopi particolarizzati, ovvero quelli per il cui bruciamento si ricorre alla risoluzione delle equazioni di Bateman, solo quelli presenti nelle catene dello xeno e del samario. Per tutti gli altri isotopi si ricorre ai calcoli di bruciamento effettuati precedentemente da APOLLO2 ed alla loro incorporazione nei calcoli di CRONOS2 tramite la funzione STATE_UPDATE:. Tale approssimazione è un ottimo compromesso tra qualità dei risultati e tempi di calcolo. Il feedback termoidraulico richiesto per la determinazione dello stato critico iniziale è tenuto in conto con il modello semplificato 1D implementato in CRONOS2. I parametri adottati per la termoidraulica del canale sono i seguenti:

- ✓ raggio esterno della guaina: 0,474364 cm;
- ✓ conducibilità termica della guaina: 0,12 W/cm²·°C;
- ✓ raggio della pellet: 0,41266 cm;
- ✓ conducibilità termica della pellet: legge polinomiale del secondo ordine nella temperatura efficace, valida sino a 2500 °C; non sono tenute in considerazione variazioni con il burnup;
- ✓ raggio interno della guaina: 0,418 cm;
- ✓ coefficiente di scambio termico tra guaina e moderatore: 3,6 W/cm²·°C;
- ✓ coefficiente di scambio termico tra pellet e guaina: 0,37 W/cm²·°C; non sono tenute in considerazione variazioni con la potenza lineare e con il burnup;
- ✓ area di flusso idraulico: 0,852 cm²;
- ✓ coefficienti di Rowland: 4/9 e 5/9;
- ✓ velocità di ingresso del refrigerante nel nocciolo: 4,78 m/s.

Procedure coinvolte: BORO_THERMO_LOOP.

 Ricerca Sistema Elettrico	Sigla di identificazione	Rev.	Distrib.	Pag.	di
	ADPFISS-LP1-095	0	L	14	32

- c) Fase 3: movimentazione del gruppo di barre di controllo in corrispondenza alla nuova quota e aggiornamento delle composizioni e delle sezioni d'urto macroscopiche in accordo alle variazioni geometriche introdotte.

Moduli coinvolti: GEOMETRY_MODIFY; MAJPARAM; XS_MACRO:.

- d) Fase 4: calcolo delle matrici di sorgente (fissione, rimozione e scattering) tramite il modulo MI_MATS: a partire dalla nuova geometria con gruppo/i di barre inserite, dalle nuove sezioni d'urto macroscopiche, dalla mesh computazionale e dagli elementi finiti di Raviart-Thomas usati dal metodo MINOS.

Moduli coinvolti: MI_MATS:.

- e) Fase 5: definizione dell'intervallo temporale. In questa fase, partendo da profondità e velocità di inserzione delle barre di controllo, sono calcolati il numero di intervalli (NSTEP) che servono a raggiungere tale profondità e la loro durata temporale (DELTA_T_NUM). Quest'ultimo valore verrà poi utilizzato nella determinazione dei coefficienti cinetici di approssimazione temporale tramite il modulo MI_KINETIC3D_DATA:.

Moduli coinvolti: MI_KINETIC3D_DATA:.

- f) Fase 6: inizializzazione dei dati cinetici con MI_KINETIC3D_INIT: e calcolo della concentrazione iniziale dei precursori a partire dal flusso della configurazione critica tramite MI_PRECURSOR:.. Questa fase non necessita di essere ripetuta a meno che i dati cinetici non siano ulteriormente modificati.

Moduli coinvolti: MI_KINETIC3D_INIT; MI_PRECURSOR:.

- g) Fase 7: calcolo delle matrici cinetiche di fissione, rimozione e scattering tramite il modulo MI_MATKINE: e costruzione del sistema lineare di matrici per il calcolo cinetico tramite il modulo MI_MAT: relativamente all'istante iniziale e all'istante finale di ogni intervallo temporale NSTEP.

Moduli coinvolti: MI_MATKINE; MI_MAT:.

- h) Fase 8: calcolo cinetico eseguito attraverso ciclo DO avente numero di iterazioni pari al numero di intervalli temporali NSTEP (di durata DELTA_T_NUM). Per ogni intervallo vengono calcolati:

- I. sorgente cinetica all'iterazione i-esima col modulo MI_KINETIC3D_SOURCE: utilizzando flusso e concentrazione dei precursori relativi all'iterazione precedente (alla prima iterazione flusso e concentrazione dei precursori sono relativi alla configurazione critica iniziale);
- II. flusso all'iterazione i-esima col modulo MI_KINETIC3D:;

- III. nuova concentrazione dei precursori tramite il modulo MI_PRECURSOR: utilizzando il flusso dell'iterazione i-esima;
- IV. potenza all'iterazione i-esima tramite il modulo POWER:.

Moduli coinvolti: MI_KINETIC3D_SOURCE;, MI_KINETIC3D;,, MI_PRECURSOR;,, MI_INTEGRATED_FLUX;,, POWER:.

Un'alternativa a questo schema di calcolo consiste nel portare due fasi, la 4 e la 7, dentro il loop cinetico (si veda la Figura 11). Questa alternativa sembrerebbe possibile in quanto la 4 e la 7 sono fasi che, per poter essere eseguite, richiedono la conoscenza di dati, quali la profondità di inserzione e la durata temporale degli intervalli, di fatto indipendenti dai valori di flusso e di concentrazione dei precursori che il loop cinetico aggiorna ad ogni iterazione.

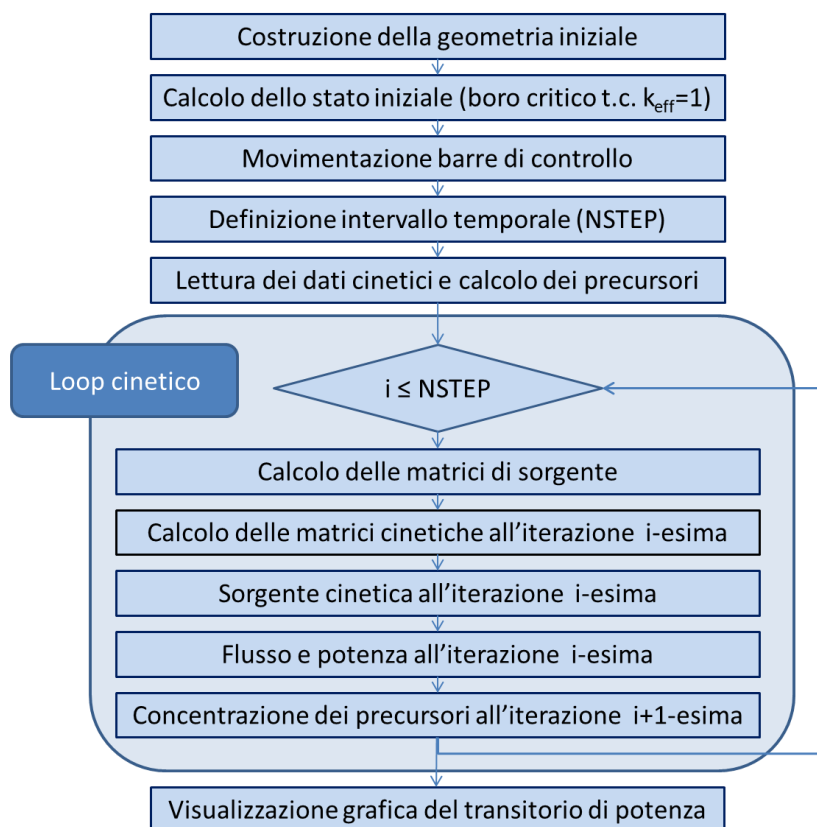


Figura 11. Struttura alternativa di un calcolo cinetico.

5. Principali moduli di un calcolo cinetico in CRONOS2

I principali moduli cinetici implementati in CRONOS2 e utilizzati nel presente studio sono i seguenti:

- a) MI_KINETIC3D_INIT:
- b) MI_PRECURSOR:
- c) MI_KINETIC3D_DATA:
- d) MI_MATKINE:
- e) MI_KINETIC3D_SOURCE:
- f) MI_KINETIC3D:

Per ciascuno di essi si riporta, di seguito, una breve descrizione.

a) MI_KINETIC3D_INIT:

Modulo che legge i dati cinetici (costante di decadimento per ciascun gruppo di precursori, frazione dei neutroni ritardati, spettro di fissione dei neutroni ritardati e velocità dei neutroni) e costruisce le matrici per il metodo MINOS utilizzando le quantità macroscopiche contenute nelle strutture MACR o i valori forniti dall'utente. Quando i dati cinetici sono forniti dall'utente, le frazioni dei neutroni ritardati possono essere date in una forma non normalizzata. In tal caso il modulo normalizzerà le frazioni dei neutroni ritardati β_{ig} in modo da soddisfare la seguente equazione:

$$\sum_{i=1}^{NBPREC} \beta_{ig} = \beta_g$$

La formula di normalizzazione è la seguente:

$$\beta_{ig} = \overline{\beta_{ig}} * \frac{\beta_g}{\overline{\beta_g}}$$

dove $\overline{\beta_{ig}}$ sono le frazioni non normalizzate date in input, β_g la somma delle frazioni date in input e $\overline{\beta_g}$ è pari a $\sum_{i=1}^{NBPREC} \overline{\beta_{ig}}$.

Nel caso in esame i valori dei dati cinetici sono i seguenti:

- ✓ Costante di decadimento per gruppo di precursori in s^{-1} , λ_i : 0,0127, 0,0307, 0,1228, 0,3248, 1,2544, 3,2536;
- ✓ Frazioni dei neutroni ritardati non normalizzate per gruppo di precursori e gruppo energetico (veloce e termico, nel nostro caso), β_{ig} : 11,7E-05, 102,2E-05, 87,9E-05, 178,3E-05, 67,2E-05, 23,6E-05, 11,7E-05, 102,2E-05, 87,9E-05, 178,3E-05, 67,2E-05, 23,6E-05;
- ✓ Somma delle frazioni dei neutroni ritardati per gruppo energetico, β_g : 470,9E-05, 470,9E-05;
- ✓ Spettro di fissione dei neutroni ritardati per gruppo di precursori e gruppo energetico, χ_{ig} : 1, 1, 1, 1, 1, 0, 0, 0, 0, 0, 0;
- ✓ Velocità media dei neutroni per gruppo energetico in cm/s, v_g : 1,8E+07, 4,1E+05.

I moduli che forniscono le soluzioni delle equazioni cinetiche funzionano solo se i valori delle costanti di decadimento sono gli stessi per l'intero nocciolo.

b) MI_PRECURSOR:

Modulo che calcola la concentrazione dei precursori e, se richiesto, il termine sorgente di produzione dei neutroni ritardati utilizzando i flussi calcolati col metodo MINOS.

Se il calcolo è richiesto all'inizio del transitorio, il modulo inizializza le concentrazioni al tempo iniziale t_0 usando il flusso dello stato stazionario; mentre se il calcolo è richiesto durante il transitorio, il modulo calcola le concentrazioni al tempo finale t_{p+1} dell'intervallo temporale $[t_p, t_{p+1}]$ usando le concentrazioni al tempo t_p e i flussi ai tempi t_p e t_{p+1} .

Le equazioni cinetiche relative alle concentrazioni dei precursori sono le seguenti:

$$\frac{\partial C_l}{\partial t} = -\lambda_l C_l + \sum_{g=1}^G \beta_{lg} v_g \Sigma_{fg} \Phi_g \quad (l = 1, NBPREC)$$

dove g sta ad indicare il numero di gruppi energetici (nel nostro caso due, termico e veloce), l il numero di gruppi dei precursori (nel nostro caso $NBPREC=6$), C_l la concentrazione di quel gruppo e λ_l la sua costante di decadimento.

I valori iniziali delle concentrazioni dei precursori sono quelli che rendono stazionaria la precedente equazione:

$$0 = -\lambda_l C_l(t_0) + \sum_{g=1}^G \beta_{lg} v_g \Sigma_{fg} \Phi_g(t_0)$$

cioè:

$$C_l(t_0) = \frac{1}{\lambda_l} \sum_{g=1}^G \beta_{lg} v_g \Sigma_{fg} \Phi_g(t_0)$$


La sorgente di produzione dei neutroni ritardati associata alle concentrazioni iniziali è data da:

$$S_g(t_0) = \sum_{l=1}^{NBPREC} \lambda_l \chi_{lg} C_l(t_0)$$

Mentre quella associata alle concentrazioni al tempo finale t_{p+1} è:

$$S_g(t_{p+1}) = \sum_{l=1}^{NBPREC} \alpha_l \lambda_l \chi_{lg} C_l(t_{p+1})$$

dove α_l sono i coefficienti di approssimazione temporale calcolati dal modulo MI_KINETIC3D_DATA:.

 Ricerca Sistema Elettrico	Sigla di identificazione	Rev.	Distrib.	Pag.	di
	ADPFISS-LP1-095	0	L	18	32

c) MI_KINETIC3D_DATA:

Modulo che legge il valore dell'intervallo temporale, il tipo e i parametri del metodo di approssimazione temporale in quel dato intervallo e calcola i coefficienti di approssimazione temporale che servono per risolvere le equazioni cinetiche multigruppo 3D in teoria della diffusione (si veda l'esempio di Figura 12). Nel caso del metodo MINOS una tale risoluzione può anche essere ottenuta usando il metodo *quasi-statico*.

```

38:23      Execution du module MI_KINETIC3D_DATA: #####
*****
* Parametres d'approximation temporelle *
* ++++++ *
* Type de calcul = CINETIQUE *
* Intervalle de temps (sec.) = 0.0501 *
* Type du schema sur le flux = DIFFERENCE *
* Parametre THETA F sur le flux = 1.0000 *
* Type du schema sur les precurseurs = DIFFERENCE *
* Parametre THETA C sur les precurseurs = 0.5000 *
*****

```

Figura 12. Tipo e parametri di approssimazione temporale.

Le equazioni cinetiche in teoria della diffusione discretizzate nello spazio possono essere scritte nella seguente forma:

$$\begin{cases} V^{-1}(r) \frac{d\phi(r, t)}{dt} = H(r, t)\phi(r, t) + S(t, C(r, t)) \\ \frac{dC(r, t)}{dt} = \lambda C(r, t) + S'(t, \phi(r, t)) \end{cases}$$

dove $H(r, t)$ rappresenta la matrice contenente le sezioni d'urto al tempo t .

I metodi di approssimazione temporale contenuti in CRONOS che possono essere utilizzati per risolvere il sistema di equazioni in un generico intervallo temporale $[t_p, t_{p+1}]$ sono i seguenti:

- ✓ metodo integrale (*integral method*);
- ✓ metodo alle differenze finite (*difference method*);
- ✓ metodo integro-differenziale (*integradiff method*);
- ✓ metodo quasi statico (*quasi-static method*) – solo con il risolutore MINOS.

Metodo integrale

Il metodo integrale consiste nell'integrare le due equazioni nell'intervallo temporale considerato. L'equazione delle concentrazioni dei precursori può essere integrata direttamente e riscritta nella seguente forma:

$$C(r, t) = e^{-\lambda t} C(r, t_0) + \int_{t_0}^t e^{-\lambda(t-s)} S'(s, \phi(r, s)) ds$$

Applicando una formula ricorsiva, è possibile calcolare le concentrazioni alla fine dell'intervallo temporale $[t_p, t_{p+1}]$ utilizzando quelle all'inizio dell'intervallo:

$$C(r, t_{p+1}) = e^{-\lambda \delta t} \left[C(r, t_p) + \int_{t_p}^{t_{p+1}} e^{-\lambda(t_p-s)} S'(s, \phi(r, s)) ds \right]$$

con $\delta t = t_{p+1} - t_p$ che definisce l'ampiezza dell'intervallo temporale.

L'integrazione dell'altra equazione, quella del flusso, nell'intervallo temporale $[t_p, t_{p+1}]$ comporta:

$$v^{-1}[\phi(r, t_{p+1}) - \phi(r, t_p)] = \int_{t_p}^{t_{p+1}} H(r, s) \phi(r, s) ds + \int_{t_p}^{t_{p+1}} S(s, C(r, s)) ds$$

Il sistema finale è ottenuto a partire dalle seguenti ipotesi:

- ✓ le sezioni d'urto variano linearmente in ciascun intervallo temporale;
- ✓ il flusso varia in accordo ad uno schema θ con un parametro arbitrario θ_f compreso tra 0 e 1 incluso.

Metodo alle differenze finite

L'approssimazione temporale utilizzata dal metodo alle differenze finite consiste nel sostituire, in entrambe le equazioni, la derivata temporale con una differenza finita, quantunque piccola, tra due istanti temporali. In questo modo il sistema di equazioni diviene:

$$\begin{cases} v^{-1}(r) \frac{\phi(r, t_{p+1}) - \phi(r, t_p)}{\delta t} = (1 - \theta_f)[H(r, t_{p+1})\phi(r, t_{p+1}) + S(r, t_{p+1})] + \theta_f[H(r, t_p)\phi(r, t_p) + S(r, t_p)] \\ \frac{C(r, t_{p+1}) - C(r, t_p)}{\delta t} = (1 - \theta_c)[\lambda C(r, t_{p+1}) + S'(r, t_{p+1})] + \theta_c[\lambda C(r, t_p) + S'(r, t_p)] \end{cases}$$

dove θ_f e θ_c sono parametri arbitrari compresi tra 0 e 1 incluso.

Metodo integro-differenziale

Il metodo integro-differenziale accoppia il metodo integrale per l'equazione delle concentrazioni dei precursori con quello differenziale per l'equazione del flusso. Tale metodo corrisponde perciò al seguente sistema di equazioni:

$$\begin{cases} v^{-1}(r) \frac{\phi(r, t_{p+1}) - \phi(r, t_p)}{\delta t} = (1 - \theta_f)[H(r, t_{p+1})\phi(r, t_{p+1}) + S(r, C(r, t_{p+1}))] + \theta_f[H(r, t_p)\phi(r, t_p) + S(r, C(r, t_p))] \\ C(r, t_{p+1}) = e^{-\lambda \delta t} \left[C(r, t_p) + \int_{t_p}^{t_{p+1}} e^{-\lambda(t_p-s)} S'(s, \phi(r, s)) ds \right] \end{cases}$$

Per risolvere l'integrale, sono necessarie le seguenti ipotesi:

- ✓ la sezione d'urto di fissione varia linearmente in ciascun intervallo temporale;
- ✓ il flusso varia in accordo ad uno schema θ con un parametro arbitrario θ_f compreso tra 0 e 1 incluso.

Metodo quasi-statico

Il metodo quasi-statico è un metodo di fattorizzazione del flusso. Il flusso è decomposto in una funzione ampiezza che dipende solo dal tempo e da una funzione forma che dipende dallo spazio e dal tempo, cioè:

$$\phi(r, t) = N(t)\psi(r, t)$$

Questa fattorizzazione trasforma le equazioni del transitorio in due sistemi accoppiati: un sistema di equazioni di cinetica punto (che ipotizza il reattore collassato in un punto) per calcolare la funzione ampiezza e un secondo sistema di equazioni simili alle equazioni cinetiche precedenti per calcolare una funzione forma data un'ampiezza nota.

d) MI_MATKINE:

Modulo che costruisce le matrici cinetiche di fissione, rimozione e scattering relative a un dato intervallo temporale $[t_p, t_{p+1}]$ richieste in un calcolo cinetico in teoria della diffusione multigruppo (o nell'approssimazione semplificata PN) con il metodo MINOS. Le matrici cinetiche A_p e A_{p+1} sono costruite con riferimento all'istante iniziale e a quello finale. In assenza di variazioni del buckling geometrico e di quello materiale si utilizzano le stesse matrici sia per l'inizio che per la fine dell'intervallo dato.

Le equazioni cinetiche in teoria della diffusione multigruppo sono scritte come segue:

$$\frac{1}{v_g} \frac{\delta}{\delta t} \phi_g = \nabla(D_g \nabla \phi_g) - \Sigma_{t,g} \phi_g + \sum_{g'=1}^g \Sigma_{f,g' \rightarrow g} \phi_{g'} + \chi_g \sum_{g'=1}^G (1 - \beta_{g'}) v \Sigma_{f,g'} \phi_{g'} + \sum_{l=1}^L \chi_{lg} \lambda_l C_l$$

con $g = 1, G$. λ_l , β_{lg} , β , χ_{lg} , χ_g e v_g sono costanti cinetiche fornite dal modulo MI_KINETIC3D_INIT. Si assume che queste quantità non dipendano dalla variabile spaziale. Dopo un'approssimazione spaziale e temporale di tali equazioni, si ottengono le seguenti equazioni cinetiche discretizzate:

$$A_{p+1}^{gg'} \varphi_{p+1} = A_p^{gg'} \varphi_p + S_p$$

Il termine generale delle matrici cinetiche relativo ai gruppi energetici g e g' è scritto di seguito:

$$A_p^{gg'} = \frac{1}{v_g} M - a_{p,p} K_p^{gg'} - a_{p+1,p} K_{p+1}^{gg'} + \sum_{l=1}^L \chi_{lg} \lambda_l \beta_{lg'} (c_{p,p}^l F_p^{gg'} + c_{p+1,p}^l F_{p+1}^{gg'})$$

$$A_{p+1}^{gg'} = \frac{1}{v_g} M + a_{p,p+1} K_p^{gg'} + a_{p+1,p+1} K_{p+1}^{gg'} + \sum_{l=1}^L \chi_{lg} \lambda_l \beta_{lg'} (c_{p,p+1}^l F_p^{gg'} + c_{p+1,p+1}^l F_{p+1}^{gg'})$$

essendo

$$K^{gg'} = D^{gg'} - R^{gg'} - \chi(1 - \beta_{g'}) F^{gg'}$$

e con le seguenti notazioni:

- ✓ M: matrice temporale
- ✓ D: matrice di diffusione
- ✓ R: matrice di scattering
- ✓ F: matrice di fissione
- ✓ $a_{p,q}$ e $c_{p,q}$: coefficienti di approssimazione temporale

e) MI_KINETIC3D_SOURCE:

Modulo che calcola la sorgente cinetica usata in un calcolo cinetico in teoria della diffusione multigruppo attraverso il metodo agli elementi finiti misto duale MINOS.

S , sorgente cinetica calcolata da questo modulo, è definita nell'intervallo temporale $[t_p, t_{p+1}]$ come:

$$S = H_p \phi(t_p) + S_d + \left(\frac{1}{\theta_f} S_{ext}\right)$$

dove:

- ✓ H_p è la matrice cinetica associata al flusso $\phi(t_p)$ e calcolata all'inizio dell'intervallo temporale dal modulo precedente (MI_MATKINE:);
- ✓ S_d è la sorgente associata alla concentrazione dei precursori ed è definita come:

$$S_d^g = \sum_{k=1}^{NBPRES} a_k \chi_{kg}^d C_k(t_p)$$

dove:

- ✓ a_k è un coefficiente che dipende dalla costante di decadimento λ_k del precursore k , dallo schema di discretizzazione temporale (si vede il modulo MI_KINETIC3D_DATA:), dal valore dell'intervallo temporale e dall'ampiezza del flusso dello stato quasi-stazionario;
- ✓ χ_{kg}^d è lo spettro dei neutroni ritardati del gruppo g emessi dal precursore k ;
- ✓ $C_k(t_p)$ è la concentrazione del precursore k all'inizio dell'intervallo temporale $[t_p, t_{p+1}]$ calcolato dal modulo MI_PRECURSOR:;
- ✓ S_{ext} è una sorgente estranea opzionale i cui valori sono pesati dai parametri θ_f che dipendono dallo schema temporale del flusso. Il presente modulo considera solo sorgenti esterne indipendenti dal tempo.

f) MI_KINETIC3D:

Modulo che risolve le equazioni cinetiche in teoria della diffusione multigruppo usando il metodo MINOS con opportuni coefficienti di discontinuità.

Il sistema di equazioni cinetiche in teoria della diffusione multigruppo 3D discretizzate nel tempo (con l'opzione di un trattamento quasi-statico per le variazioni di flusso) e nello spazio con MINOS, è il seguente:

$$\begin{cases} -A_x p_x(t_{p+1}) + B_x \phi(t_{p+1}) = 0 \\ -A_y p_y(t_{p+1}) + B_y \phi(t_{p+1}) = 0 \\ -A_z p_z(t_{p+1}) + B_z \phi(t_{p+1}) = 0 \\ B_x^T p_x(t_{p+1}) + B_y^T p_y(t_{p+1}) + B_z^T p_z(t_{p+1}) + H \phi(t_{p+1}) = S \end{cases}$$

che in forma matriciale diventa:

$$\begin{bmatrix} -A_x & & & B_x \\ & -A_y & & B_y \\ & & -A_z & B_z \\ B_x^T & B_y^T & B_z^T & H \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_x(t_{p+1}) \\ p_y(t_{p+1}) \\ p_z(t_{p+1}) \\ \phi(t_{p+1}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ S \end{bmatrix}$$

Sostituendo i vari termini si ha:

$$\begin{cases} -A_x p_x(t_{p+1}) + B_x \phi(t_{p+1}) = 0 \\ -A_y p_y(t_{p+1}) + B_y \phi(t_{p+1}) = 0 \\ -A_z p_z(t_{p+1}) + B_z \phi(t_{p+1}) = 0 \\ B_x^T p_x(t_{p+1}) + B_y^T p_y(t_{p+1}) + B_z^T p_z(t_{p+1}) + H \phi(t_{p+1}) = H_p \phi(t_p) + \sum_g \sum_{k=1}^{NBPREC} a_k \chi_{kg}^d C_k(t_p) + \left(\frac{1}{\theta_f} S_{ext}\right) \end{cases}$$

6. Risultati

Vengono di seguito presentati i principali risultati delle simulazioni cinetiche effettuate movimentando a varie velocità uno o più gruppi di barre di controllo. Come più volte ricordato, tutti i calcoli cinetici sono stati eseguiti in assenza del feedback termoidraulico. Laddove non diversamente specificato, il metodo di approssimazione temporale utilizzato in CRONOS2 per risolvere il sistema di equazioni cinetiche in teoria della diffusione multigruppo discretizzate nello spazio è stato quello alle differenze finite con θ_f e θ_c che valgono, rispettivamente, 1 e 0,5. La criticità iniziale del reattore ($k_{eff} = 1$) è stata ottenuta:

- ✓ nei casi di inserzione, con tutti i gruppi di barre disposti ad una profondità di 4,976 cm dalla sommità della zona attiva (in questo caso la concentrazione di boro critica è di 1054 ppm);
- ✓ nei casi di estrazione, con gli stessi gruppi di barre a 4,976 cm dalla sommità della zona attiva ad eccezione del gruppo estratto che parte inserito alla profondità indicata.

Inserzione del gruppo di barre SA

Il grafico di Figura 13 descrive la variazione di forma della potenza assiale normalizzata – ottenuta come rapporto tra la potenza assiale in un dato piano e la potenza assiale media (a sua volta calcolata dividendo la potenza totale per il numero di piani considerati) – al variare della profondità di inserzione del gruppo di barre SA. La velocità di movimentazione del gruppo è di 3 cm/s. Al crescere della profondità di inserzione, si possono osservare due andamenti tra loro antitetici:

- ✓ fino alla quota di mezzeria, la forma della potenza tende a deformarsi allontanandosi progressivamente da quel profilo assiale di sostanziale simmetria che caratterizza un PWR a BoC in configurazione ARO;
- ✓ oltre tale quota, questo andamento tende ad invertirsi al punto che, a barra completamente inserita, il profilo di potenza torna ad essere quasi simmetrico.

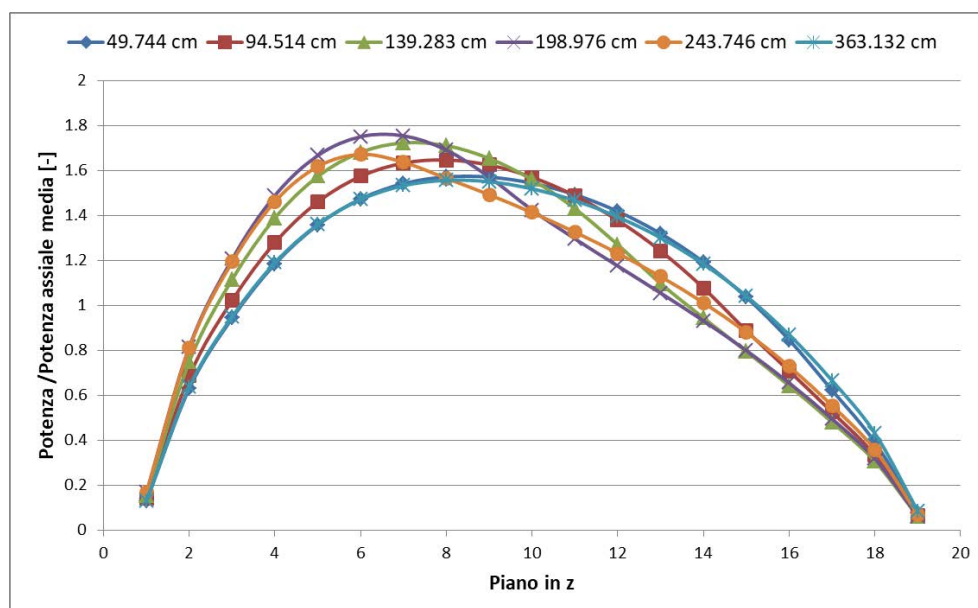


Figura 13. Forma della potenza assiale normalizzata al variare della profondità del gruppo di barre SA.

In Tabella 4 sono state riportate le quote corrispondenti ai 19 piani in cui sono stati collasati i valori di potenza assiali della struttura iniziale a 76 piani. Il collassamento spaziale e specificatamente quello tra i piani 18 e 19, in una regione cioè che contiene sia combustibile (da 373 a 388 cm) che riflettore (da 388 a 408 cm), da conto del perché nei grafici di Figura 13 i valori di potenza corrispondenti al punto 19, pur essendo fuori dalla zona attiva, siano diversi da zero.

Piano	Quota dal basso [cm]	Piano	Quota dal basso [cm]
1	34,9	11	233,9
2	54,8	12	253,8
3	74,7	13	273,7
4	94,6	14	293,6
5	114,5	15	313,5
6	134,4	16	333,4
7	154,3	17	353,3
8	174,2	18	373,2
9	194,1	19	408,1
10	214,0		

Tabella 4. Ripartizione assiale dei piani.

In Figura 13 tutti i profili di potenza sono stati, dunque, normalizzati. I fattori di normalizzazione utilizzati non sono altro che i valori di potenza ottenuti a valle dei rispettivi transitori. Volendo graficare l'effettiva variazione dei profili di potenza assiale al crescere della profondità di inserzione, quindi senza l'alterazione del procedimento di normalizzazione, si ottengono le curve di Figura 14 che pur conservando la stessa forma mostrano intensità significativamente diverse da quelle di Figura 13.

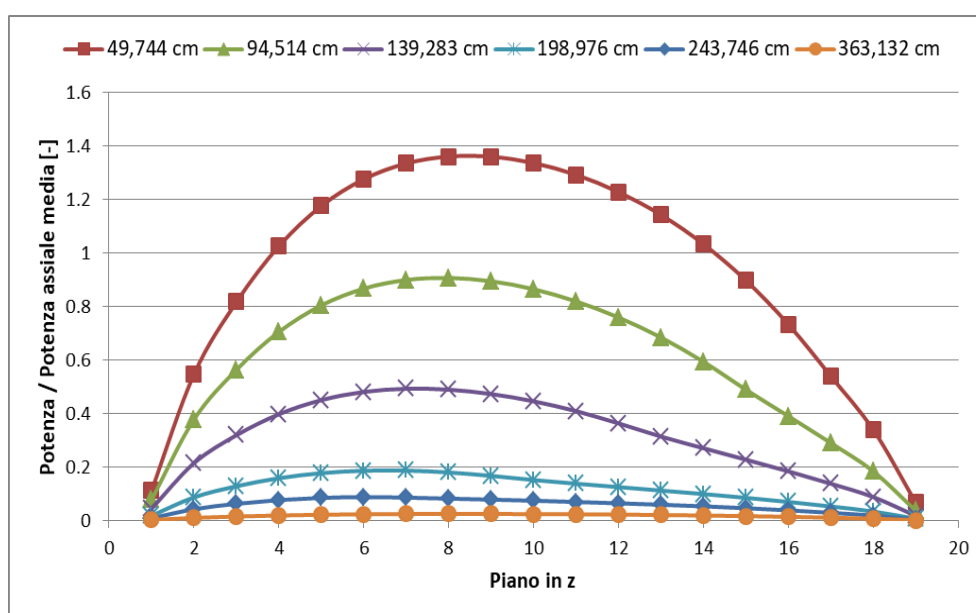


Figura 14. Forma della potenza assiale non normalizzata al variare della profondità del gruppo di barre SA.

In Figura 15 è riportata la distribuzione della densità di potenza nei 76 piani della struttura iniziale con tre diverse profondità di inserzione. Confrontando tra loro le tre distribuzioni di mappe si vede come al crescere della profondità di inserzione del gruppo di barre SA la produzione di potenza si sposti nella parte bassa del nocciolo. Come ulteriore conseguenza e coerentemente con quanto mostrato in Figura 13, il fattore di forma (ff) della densità di potenza – definito come rapporto tra la densità di potenza massima e quella media – aumenta all’aumentare dell’inserzione del gruppo di barre e specificatamente: 1,701 a 49,744 cm, 1,780 a 94,514 cm e 1,862 a 139,283 cm.

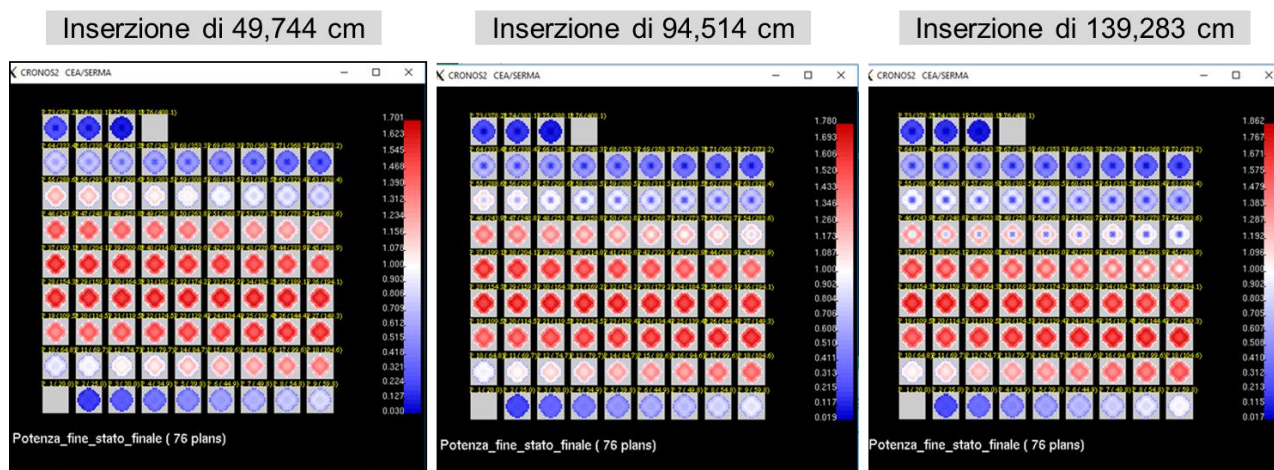


Figura 15. Distribuzione della densità di potenza a tre diverse profondità di inserzione.

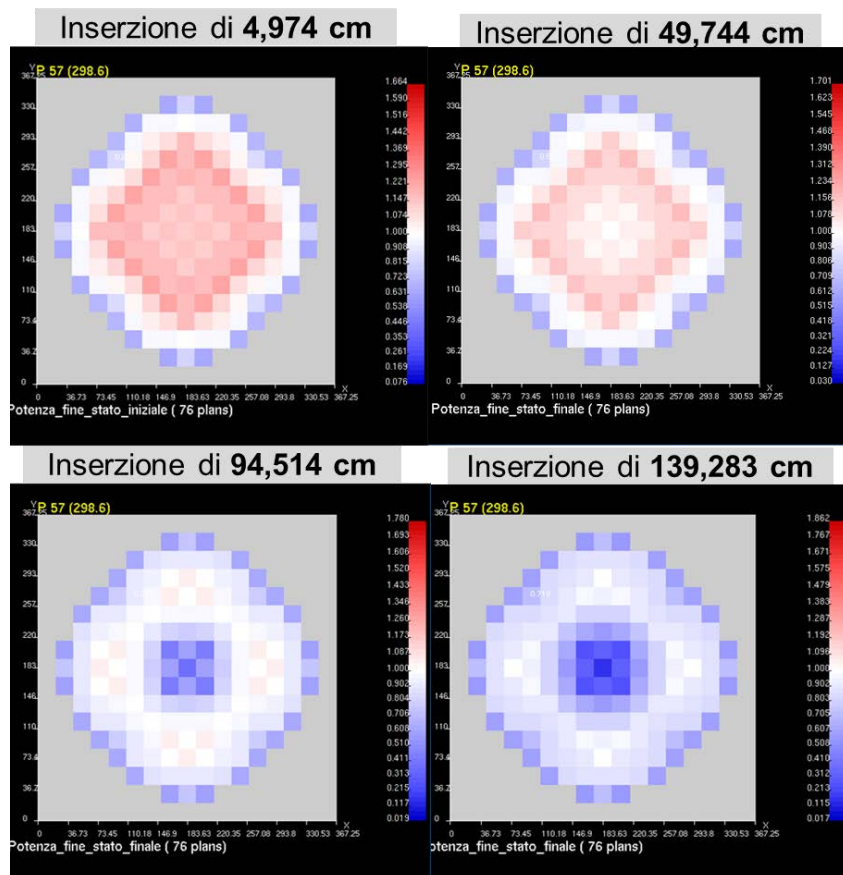


Figura 16. Mappe di distribuzione della densità di potenza nel piano 57.

Altro interessante risultato ha a che fare con la distribuzione radiale della densità di potenza al variare della profondità di inserzione. In Figura 16 si possono confrontare le mappe di distribuzione nel piano 57, che si trova a 298,6 cm dalla base dell'elemento, con quattro diverse profondità di inserzione del gruppo di barre SA. Come si vede, passando da 4,974 cm a 139,283 cm si osserva una depressione della densità di potenza radialmente disomogenea essendo maggiore negli elementi che ospitano le barre di controllo e in quelli ad essi limitrofi.

In Figura 17 è possibile apprezzare il transitorio di potenza al variare della profondità di inserzione del gruppo di barre SA. Come prevedibile, incrementando progressivamente la profondità di un valore pari a 44,768 cm, si osserva una crescita proporzionale degli intervalli temporali (15, 30, 45 secondi ottenuti come rapporto tra la variazione della profondità e la velocità di inserzione) e parallelamente una diminuzione dei valori di potenza finali.

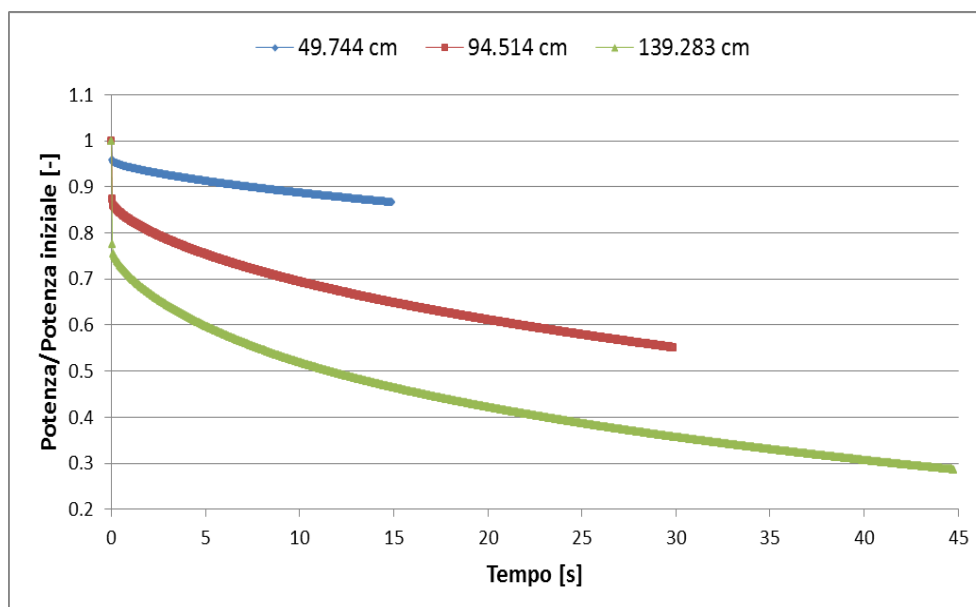


Figura 17. Transitorio di potenza al variare della profondità di inserzione del gruppo di barre SA.

Nelle curve di Figura 17 è possibile apprezzare, seppur intuitivamente, il diverso effetto che neutroni pronti ($1-\beta$) e neutroni ritardati (β) hanno nei tre transitori di potenza. La fisica indica che un calo di potenza è correlato ad una diminuzione del numero totale di neutroni (pronti + ritardati). Ma se la brusca riduzione iniziale, ovvero quella che si ha entro i primi 0,05 s, può esser vista come diretta conseguenza della riduzione dei neutroni pronti prodotti nelle generazioni successive alla movimentazione del gruppo di barre – e considerando che la vita media di un neutrone in un reattore di potenza del tipo in esame è pari a circa 10^{-4} s il numero medio di generazioni in 0,05 s è di 500 –, il cambio di pendenza che, oltre tale istante, si osserva nelle tre curve rendendo il calo di potenza assai più lento, è legato ragionevolmente all'effetto dei neutroni ritardati di quelle stesse generazioni. A parziale conferma di quanto detto si osserva che la costante di tempo del gruppo dei precursori che decade più velocemente, in Tabella 5 il gruppo numero 6, è compatibile con l'intervallo temporale oltre al quale le tre curve cambiano di pendenza (0,3 s vs 0,05 s).

Permangono viceversa numerose perplessità in merito al fatto che nei tre transitori tale effetto non si presenti a partire dallo stesso ΔP . Un simile risultato che, trattandosi della movimentazione dello stesso gruppo di barre (SA) a partire dalla stessa quota (4,976 cm) e con la stessa velocità (3 cm/s) appare fisicamente non fondato, può forse essere spiegato alla luce della struttura del calcolo cinetico precedentemente descritta. Infatti il calcolo delle matrici cinetiche di fissione, rimozione e scattering attraverso un'interpolazione lineare delle sezioni d'urto macroscopiche efficaci dell'istante iniziale e di quello finale, sembra dipendere dalla profondità di inserzione delle barre.

Gruppo di precursori	Costante di decadimento λ_i [s^{-1}]	Costante di tempo $1/\lambda_i$ [s]
1	0,0127	78,7
2	0,0307	32,6
3	0,1228	8,1
4	0,3248	3,1
5	1,2544	0,8
6	3,2536	0,3

Tabella 5. Costante di tempo per gruppo di precursori.

In Figura 18 è riportato il transitorio di potenza dovuto all'inserzione del gruppo di barre SA ad una profondità di 94,514 cm con tre diverse velocità: 3, 6 e 9 cm/s. Come prevedibile, aumentando la velocità delle barre si riduce in maniera inversamente proporzionale il loro tempo di inserzione (30, 15 e 10 secondi rispettivamente). È per contro sorprendente che la variazione di potenza non dipenda dalla velocità di inserzione delle barre. Se, infatti, estendessimo fino a 30 s i due transitori con velocità di 6 e 9 cm/s, otterremmo tre curve perfettamente sovrapponibili. Risultato che non ha, apparentemente, alcun senso fisico. Infatti, anche in assenza del feedback sulle temperature, la risposta del sistema non può che essere in funzione del β , certo, ma anche della velocità di inserzione dell'antireattività attraverso una variazione delle sezioni d'urto efficaci.

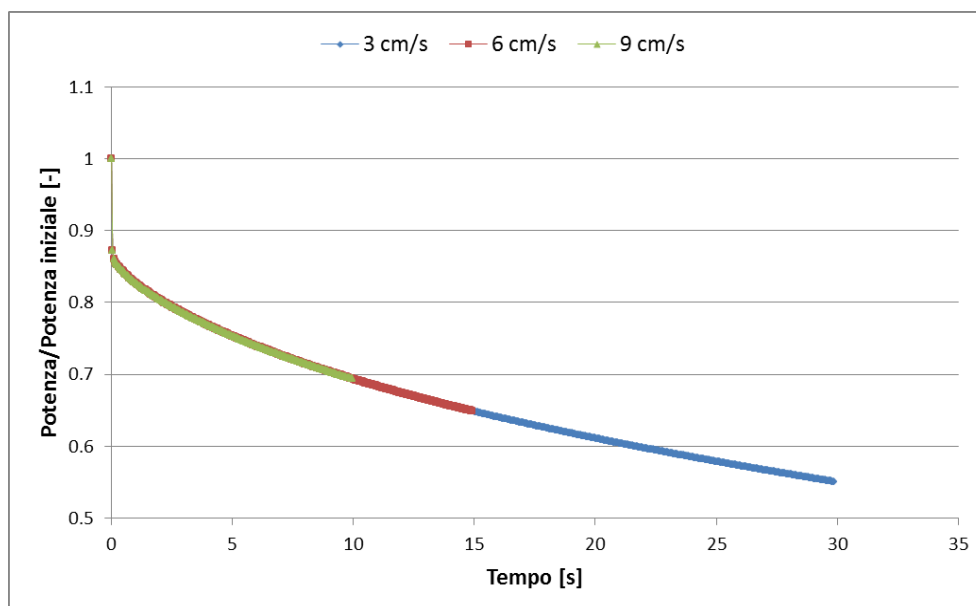


Figura 18. Transitorio di potenza al variare della velocità di inserzione del gruppo di barre SA.

Sempre con riferimento al gruppo di barre SA, si è voluto analizzare il transitorio di potenza relativo all'inserimento delle barre fino a una profondità di 363,132 cm con velocità di inserzione pari a 300 cm/s (Figura 19). Quello che si ottiene è una riduzione della potenza di oltre il 60% in poco più di 1 secondo. L'andamento della curva permette di apprezzare nitidamente quanto precedentemente descritto sul diverso contributo al transitorio di potenza dei neutroni pronti e ritardati.

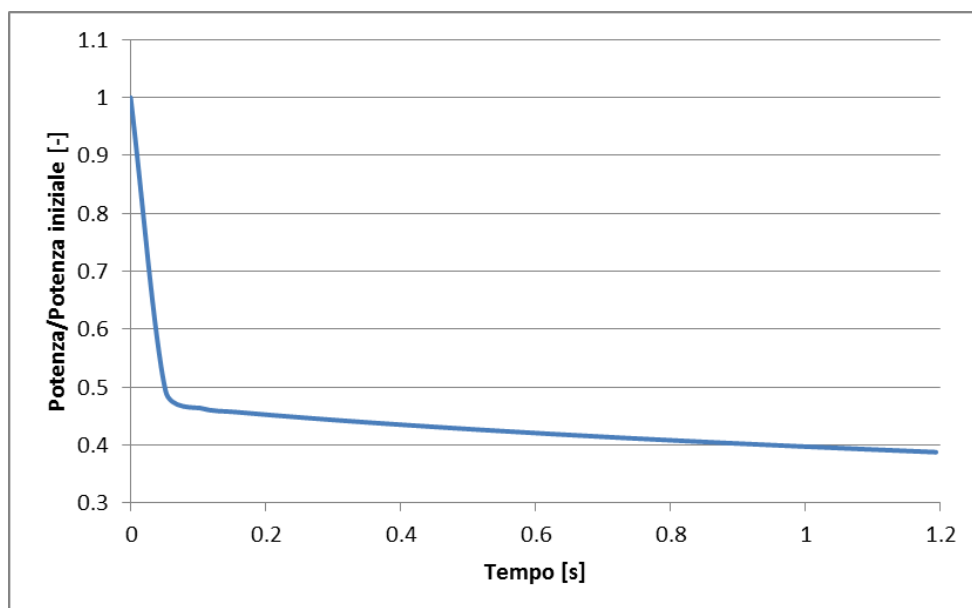


Figura 19. Transitorio di potenza con inserimento del gruppo di barre SA a 300 cm/s.

Inserzione del gruppo di barre SB

In Figura 20 sono confrontati i transitori di potenza dovuti all'inserimento da profondità 4,976 cm a profondità 94,514 cm dei due gruppi di barre SA e SB. La velocità di inserzione è pari a 3 cm/s.

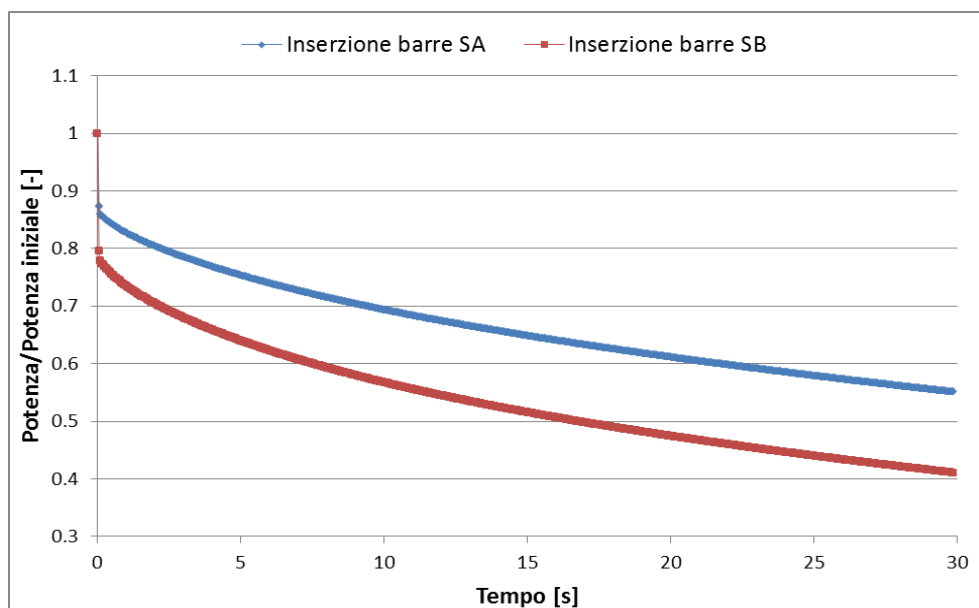


Figura 20. Transitori di potenza dei gruppi di barre SA e SB a confronto.

Come si vede, il transitorio di potenza dovuto al gruppo di barre SB è più rapido di quello del gruppo SA (-60% vs -45% della potenza iniziale). Tale differenza può essere spiegata osservando in Figura 5 il diverso peso in antireattività dei due gruppi di barre inseriti ad una profondità di 94 cm. Ancora con riferimento al gruppo di barre SB inserito a 3 cm/s fino ad una profondità di 94,514 cm, si è poi valutato se e quanto la scelta del metodo di approssimazione temporale utilizzato nella risoluzione del sistema di equazioni cinetiche incida sul transitorio di potenza. In Figura 21 la forma di potenza assiale ottenuta con il metodo alle differenze finite è stata confrontata con quelle ottenute utilizzando gli altri due metodi implementati in CRONOS2 e quindi il metodo integrale, ponendo θ_f pari a 0,5, e il metodo integro-differenziale, con θ_f e θ_c entrambi pari a 0,5. Come si vede, diversamente da quanto accade con i metodi alle differenze finite e integro-differenziale, la forma della potenza assiale ottenuta col metodo integrale mostra un andamento chiaramente non fisico. A tal proposito è giusto osservare che nel manuale di CRONOS2⁶ si fa specifico riferimento al fatto che tale metodo non debba essere utilizzato in transienti di potenza quasi statici.

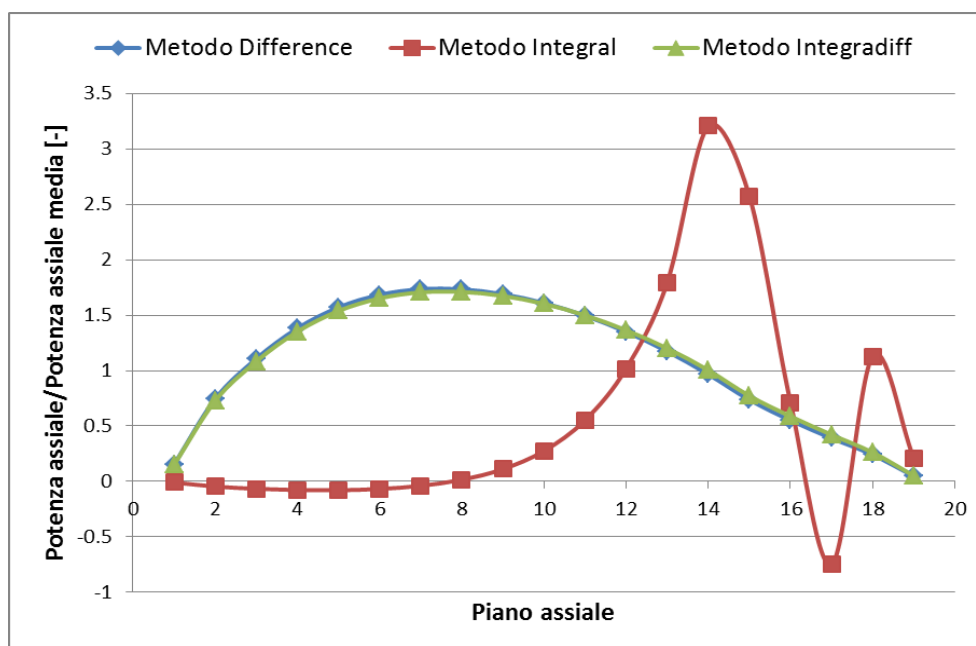


Figura 21. Metodi di approssimazione temporale a confronto.

Inserzione dei gruppi di barre SA-SB-SC

In Figura 22 è graficato il transitorio di potenza dovuto al simultaneo inserimento a 3 cm/s dei tre gruppi di barre utilizzati per la safety di nocciolo o in caso di spegnimento dell'impianto fino alla profondità di 94,514 cm. E' coerente con quanto riportato in Figura 6 sull'antireattività dei vari gruppi di barre in funzione della profondità di inserzione che il transitorio di potenza dovuto a SA-SB-SC sia più rapido di quello dovuto al solo gruppo SB.

⁶ Cfr. Cronos2.10: reference manual, DEN/DANS/DM2S/SERMA/LLPR/RT/11-5081/A, pag. 246.

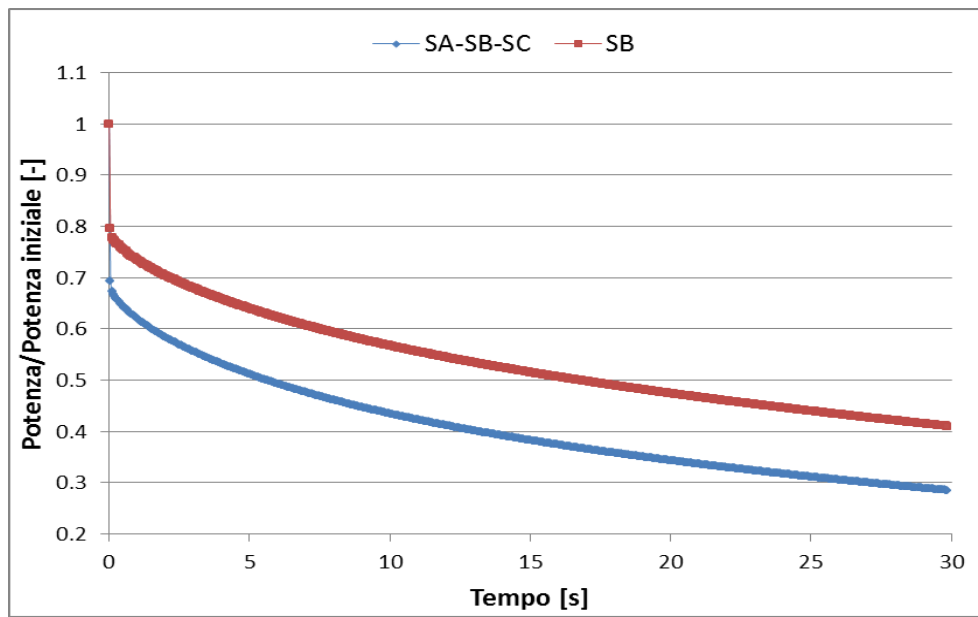


Figura 22. Transitori di potenza dei gruppi di barre SA-SB-SC e SB a confronto.

Estrazione del gruppo di barre SA

Si analizza infine il transitorio di potenza dovuto all'estrazione del gruppo di barre SA. In questo caso il sistema critico iniziale è quello col gruppo di barre inserito di 94,514 cm. Trattandosi di un transitorio caratterizzato dall'aumento della potenza, θ_f e θ_c sono posti entrambi pari a 0,5. In Figura 23 sono quindi graficati i due profili assiali di potenza normalizzata calcolati a monte e a valle del transitorio.

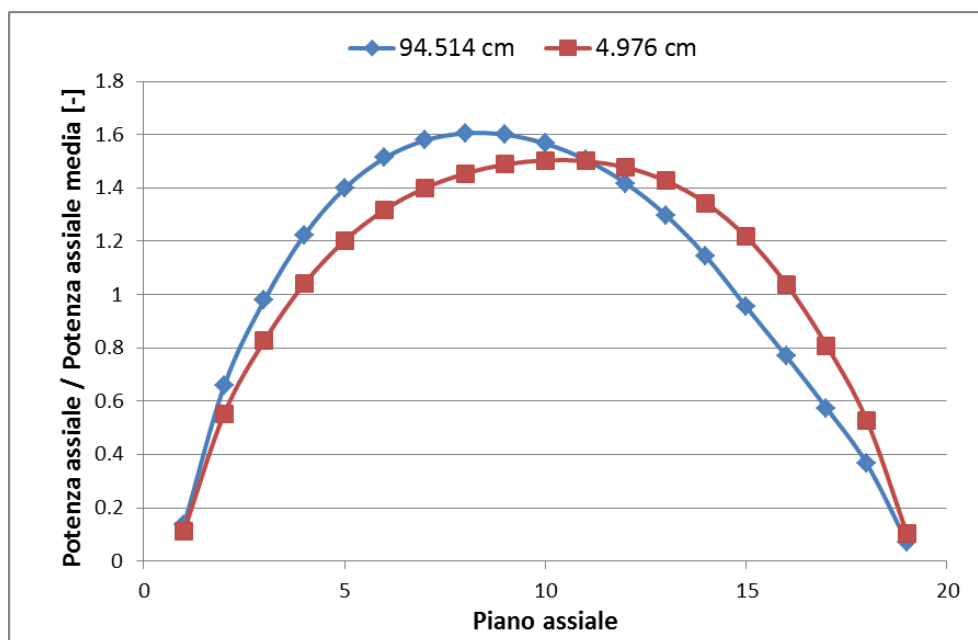


Figura 23. Variazione della forma di potenza assiale dovuto all'estrazione del gruppo di barre SA.

Passando da 94,514 cm a 4,976 cm a 3 cm/s la forma della potenza mostra un andamento quasi completamente simmetrico che, come detto, è tipico dei reattori pressurizzati a BoC in

configurazione ARO. In assenza del contributo delle contoreazioni innescate dall'aumento delle temperature, una simile movimentazione determina in 30 secondi un aumento della potenza di oltre il 350% (Figura 24).

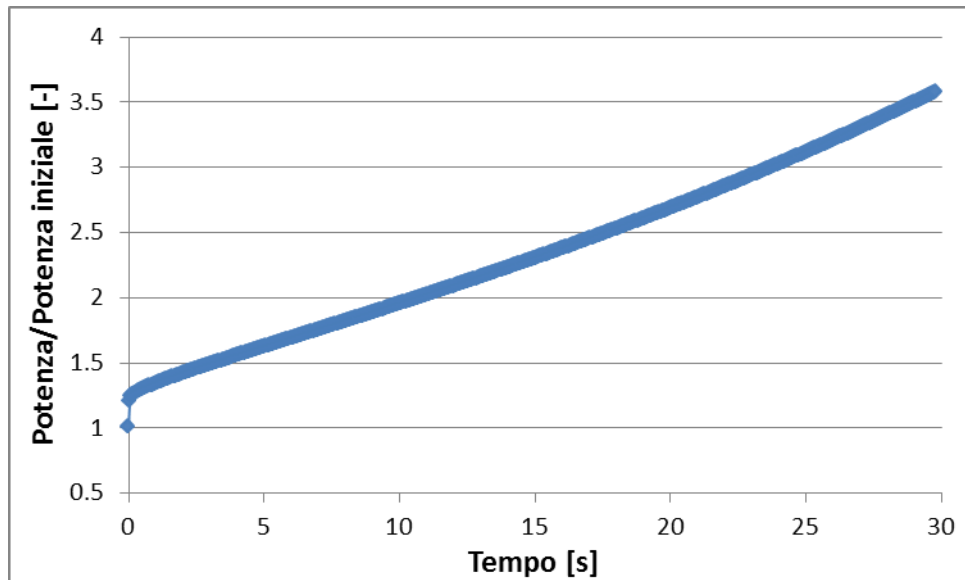



Figura 24. Transitorio di potenza dovuto all'estrazione del gruppo di barre SA.

 Ricerca Sistema Elettrico	Sigla di identificazione	Rev.	Distrib.	Pag.	di
	ADPFISS-LP1-095	0	L	32	32

7. Riferimenti bibliografici

- [1] J.R. Lamarsh, A.J. Baratta, *Introduction to nuclear engineering* (Prentice-Hall, Upper Saddle River, New Jersey, 2001).
- [2] W.M. Stacey, *Nuclear Reactor Physics* (Wiley&Sons, 2001).
- [3] R. Pergreffi, F. Rocchi, M. Sumini, A. Guglielmelli, *Calcoli per la determinazione della composizione isotopica del combustibile di un PWR da 900 MWe al variare del bruciamento*, Rapporto Tecnico ENEA NNFISS-LP2-082, 2012.
- [4] G. Glinatsis, G. Grasso, D. Mattioli, R. Pergreffi, F. Rocchi, *Analisi neutronica per valutazioni di sicurezza del nocciolo di startup di un PWR da 900 MWe*, Rapporto Tecnico ENEA ADPFISS - LP1 – 006, 2013.
- [5] CRONOS2.10: Reference Manual, DEN/DANS/DM2S/SERMA/LLPR/RT/11-5081/A.

Il codice CRONOS2 è sviluppato ed è di proprietà del CEA.
The CRONOS2 code is developed and owned by CEA.