



ZBORNIK 2. KONFERENCE MLADIH Z ODSEKA ZA REAKTORSKO FIZIKO (F8) INSTITUTA "JOŽEF STEFAN"

Povzetki prispevkov, predstavljenih na konferenci v Reaktorskem centru Podgorica, 19. februarja 2015

> 2015 Odsek za reaktorsko fiziko (f8) Institut "Jožef Stefan"

ZBORNIK 2. KONFERENCE MLADIH Z ODSEKA ZA REAKTORSKO FIZIKO (F8) INSTITUTA »JOŽEF STEFAN«

Uredniki in avtorji prispevkov:	Klemen Ambrožič Aljaž Čufar Gabrijela Ikovic Anže Jazbec Tanja Kaiba Aljaž Kolšek Rok Krpan Junoš Lukan Dijana Makivić Vid Merljak Lino Šalamon Žiga Štancar
Fotografija in ilustracije:	Aljaž Čufar, Thomas Jeannoutot, James Klingsmith, Jernej Kovačič, Michael Loughlin, Žiga Štancar
Oblikovala in tehnično uredila:	Junoš Lukan in Žiga Štancar
Jezikovno pregledal:	Junoš Lukan
Prva izdaja	
Izdal:	Odsek za reaktorsko fiziko (F8), Institut »Jožef Stefan«, Ljubljana 2015
Direktor Instituta:	prof. dr. Janez Lenarčič
Vodja Odseka za reaktorsko fiziko (F8):	doc. dr. Luka Snoj
$\ensuremath{\mathbb O}$ Institut »Jožef Stefan«, Ljubljana 2015	
Naklada:	50 elektronskih izvodov
ISBN:	978-961-264-060-6
Cena:	Brezplačno

CIP - Kataložni zapis o publikaciji Narodna in univerzitetna knjižnica, Ljubljana

621.039.5(082)

ZBORNIK 2. konference mladih z Odseka za reaktorsko fiziko (F8) Instituta Jožef Stefan [Elektronski vir] : povzetki prispevkov, predstavljenih na konferenci v Reaktorskem centru Podgorica, 19. februarja 2015 / uredniki in avtorji prispevkov Klemen Ambrožič ... [et al.] ; fotografija in ilustracije Aljaž Čufar ... [et al.]. - 1. izd. -Ljubljana : Odsek za reaktorsko fiziko (F8), Institut Jožef Stefan, 2015

ISBN 978-961-264-060-6 1. Ambrožič, Klemen, fizik 279590912

Predgovor

Na Odseku za reaktorsko fiziko Instituta »Jožef Stefan« se je v zadnjem letu na novo zaposlilo kar nekaj raziskovalcev, nekateri pripravljamo magistrsko ali doktorsko nalogo. Namen te, druge konference mladih z F8 je bil predvsem seznanitev nas in drugih sodelavcev z delom mladih raziskovalcev v širokem pomenu besede. Hkrati smo govorniki dobili dobro priložnost za povratno informacijo o svojem delu, pri čemer so nam vprašanja dala ideje za njegovo nadaljevanje.

Organizacijski odbor

Zahvala

Hvala zaposlenim na Odseku za reaktorsko fiziko in njegovemu vodji, doc. dr. Luki Snoju, za veliko spodbudo mladim sodelavcem na Odseku. Hvala vsem udeležencem konference za številčno udeležbo, kritična vprašanja in koristne komentarje. Hvala tudi Anžetu Jazbecu z Reaktorskega infrastrukturnega centra (RIC) in Aljažu Kolšku z Universidad Nacional de Educación a Distancia (UNED), da sta se pridružila kolegom z F8. Hvala Bojanu Žefranu za nasvete pri tehničnem oblikovanju.

Organizacijski odbor

Zbornik je stavljen z uporabo $\mathbb{L}T_{\mathrm{E}} X \, 2_{\mathcal{E}}$, distribucije Lua
L $T_{\mathrm{E}} X$. Bibliografija je urejena s pomočjo paketa Bibl
 $\mathbb{L}T_{\mathrm{E}} X$. Na naslovnici je uporabljena pisava Foglih
ten avtorjev gluk, objavljena pod licenco SIL Open Font License.

Organizacija konference

Organizacijski in programski odbor	Aljaž Čufar Junoš Lukan Vid Merljak Žiga Štancar
Oblikovanje vabila in programa	Žiga Štancar
Oblikovanje in lektoriranje zbornika	Junoš Lukan

Kazalo

Del	I	Fizika fisijskih reaktorjev				
	1.	Uvajanje reaktorske kinetike v program GNOMER Vid Merljak				
	2.	Homogenost sevalnega polja v okolici gorivnih elementov				
	3. m	Junoš Lukan Nove obratovalne omejitve reaktorja TRIGA, vezane na eksperi- ente in obsevanja				
		Anže Jazbec				
	4.	Pregled možnosti za obsevanje γ na reaktorju TRIGA IJS Klemen Ambrožič				
	5.	Analiza odziva fisijskih celic na reaktorju TRIGA				
		Tanja Kaiba	j			
	6. G.	Analiza odziva izvensrediščnih jedrskih detektorjev reaktorja TRI- A				
		Žiga Štancar				
Del		Fizika fuzijskih reaktorjev	2			
	7. ru	Izboljšave modela MCNP fuzijskega reaktorja Joint European To-s (JET)				
		Rok Krpan	64			
	8. to	Generacija promptnih in zakasnelih žarkov gama v fuzijskem reak- rju Joint European Torus (JET)				
		Dijana Makivić	l A			
	9. na	Primerjava dveh metod za simulacijo DT generatorja nevtronov osnovi pospeševalnika				
		Aljaž Čufar	l A			
	10 IT	. Pot od geometrije CAD do izračunov Monte Carlo pri projektih ER				
		Aljaž Kolšek	ć			
Del		Fizika plazme	3			
	11	. Simulacija ionskega energijskega analizatorja				
		Gabrijela Ikovic	e e			

12. Diagnostika plazme z ball-pen sondo	
Lino Šalamon	37

I. del

Fizika fisijskih reaktorjev



Moderator: Žiga Štancar

Uvajanje reaktorske kinetike v program GNOMER

Vid Merljak

. . .

V okviru raziskave naprednih metod za merjenje vrednosti reaktivnosti kontrolnih palic v jedrskem reaktorju opravljam nadgradnjo determinističnega difuzijskega programa GNOMER. Časovno odvisna difuzijska enačba za nevtrone v zapisu z energijskimi grupami in z upoštevanjem zakasnelih nevtronov je

$$\begin{split} \frac{1}{v_g} \frac{\partial \phi_g}{\partial t} &= \vec{\nabla} \cdot D_g \vec{\nabla} \phi_g - \Sigma_{Rg} \phi_g + \sum_{g', \ g' \neq g} \Sigma_s^{g' \to g} \phi_{g'} \\ &+ \chi_g^p (1 - \beta) \sum_{g'} \nu_{g'} \Sigma_{fg'} \phi_{g'} + \sum_{i=1}^I \chi_{ig}^d \lambda_i c_i + q_g \,, \end{split} \tag{1.1}$$

pri čemer obarvani členi nakazujejo spremembe napram stacionarnem primeru. Izvor zakasnelih nevtronov je opisan s koncentracijami njihovih prednikov, c_i , za le-te pa velja enačba

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = \beta_i \sum_g \nu_g \Sigma_{fg} \phi_g - \lambda_i c_i \,. \tag{1.2}$$

Konferenčni prispevek je poročilo o etapi nadgradnje – še pred upoštevanjem odvoda na levi strani enačbe (1.1). S to izbiro smo omejeni na korakanje s časovnim korakom, ki je enak efektivnemu generacijskemu času, $\Delta t = \Lambda$. (To ustreza konceptu pomnoževalnega faktorja kot razmerja med dvema generacijama nevtronov.) Po drugi strani pa se z omenjeno poenostavitvijo izognemo potrebi po implicitni računski shemi in si olajšamo iskanje programerskih hroščev. Primer hrošča je že izpisovanje fisijske gostote, ki pokvari kinetično simulacijo. Pred izpisom se namreč opravi renormalizacija; ta je dopustna le v statičnem primeru, saj je v kinetiki nova vrednost fisijske gostote odvisna od absolutnih vrednosti iz preteklosti.

Implementacija kinetičnih preračunov je potrdila dejstvo, kako pomembna je postopnost; da najprej implementiramo tisto, kar znamo preveriti, in postopno gradimo na kompleksnosti. Za lažje iskanje izvorov napak smo zato prešli na najenostavnejšo možno geometrijo, t. j. neskončno homogeno kocko (z uporabo refleksijskih robnih pogojev). S tem je omogočena neposredna primerjava kinetične simulacije programa GNOMER z rešitvijo enačb točkovne kinetike (PKE). V ta namen sem razvil lastni program za reševanje PKE z delovnim imenom PKE_RK4ASC, ki je pri validaciji izkazal 9 decimalnih mest natančnosti.

Tekom implementacije kinetičnih preračunov sem naletel na posebej dvoumno in nefizikalno obnašanje; na fenomen, ki sem ga poimenoval *ravnovesna past*. Po spremembi iz ravnovesnega stanja sta signala nevtronskega fluksa in koncentracij prednikov zakasnelih nevtronov nekaj časa risala pričakovano krivuljo, nato pa sta povsem obstala. To je seveda v očitnem nasprotju s teorijo in eksperimenti. V konferenčnem prispevku nakažem reševanje tega problema vse do dokaza, da je (ob sicer pravilni implementaciji enačb) to pravzaprav numerična napaka. Razkrila jo je zgolj omejitev na korakanje z dovolj majhnim časovnim korakom, $\Delta t = \Lambda \approx 10^{-5}$ s, s čimer so bile časovne spremembe fizikalnih količin pod enojno numerično natančnostjo. Odpravljanje te napake je zahtevalo prepis celotnega programa v računanje z dvojno numerično natančnostjo, kar pa v ničemer ne podaljša časa izvajanja programa. Učinek ravnovesne pasti ter pravilen končni rezultat (izrisana poleg referenčne krivulje) lahko vidimo na spodnji sliki 1.1.



Slika 1.1: Primerjava GNOMERjevih rezultatov pri računanju z enojno in z dvojno numerično natančnostjo ter referenčne krivulje, pridobljene prek teorije točkovne kinetike s programom PKE_RK4ASC.

Prihodnje delo obsega nadaljnje programske posodobitve in validacijo na kompleksnejših dvo- in tridimenzionalnih primerih. Z uporabo kinetičnih zmogljivosti programa GNOMER bomo lahko simulirali časovno odvisnost fisijske gostote med izvajanjem metode vstavitve kontrolne palice in predlagali izboljšave te metode.

Homogenost sevalnega polja v okolici gorivnih elementov

•••

Junoš Lukan

Homogeno polje ima v vsaki točki prostora enake lastnosti: velikost in smer sta konstantni. Z različnimi razporeditvami gorivnih elementov okrog obsevalnega kanala, napolnjenega z zrakom, se lahko uniformnemu polju fluksa žarkov gama približamo v večji ali manjši meri.

Poskusil sem ugotoviti, katere količine, ki jih lahko izračunamo za polje, najbolje opišejo njegovo homogenost. Preizkusil sem klasične statistične količine, kot so varianca fluksa, razmerje med maksimalno in povprečno vrednostjo ter mediana in varianca gradienta. Če imamo polje definirano na dvodimenzionalni koordinatni mreži, lahko ugotavljamo razdaljo med njegovo matriko in konstantno matriko. To sem izračunal preko pravokotne projekcije matrike polja, $[\boldsymbol{\Phi}]_{ij} \equiv \phi(x_i, y_j, z) = \phi(\mathbf{r}_{ij})$, na podprostor konstantnih matrik, se pravi: $\|\boldsymbol{\Phi} - \text{proj}_{\mathbf{E}} \boldsymbol{\Phi}\|$. V pravokotni projekciji proj $_{\mathbf{E}} \boldsymbol{\Phi} = \frac{\langle \boldsymbol{\Phi}, \mathbf{E} \rangle}{\langle \mathbf{E}, \mathbf{E} \rangle} \mathbf{E}$ (Hefferon & Wikibookians, 2013) sem za definicijo skalarnega produkta uporabil Frobeniusov skalarni produkt, $\langle \boldsymbol{\Phi}, \mathbf{E} \rangle = \sum_{i,j} \Phi_{ij} E_{ij} = \text{tr}(\boldsymbol{\Phi} \mathbf{E}^*)$. Ob upoštevanju teh definicij in linearnosti skalarnega produkta zadostuje projekcija na matriko enic, tako lahko izrazim: $\|\boldsymbol{\Phi} - \text{proj}_{\mathbf{E}} \boldsymbol{\Phi}\|^2 = \text{tr}(\boldsymbol{\Phi} \boldsymbol{\Phi}^\top) - \frac{1}{nm} \left[\text{tr}(\boldsymbol{\Phi} \mathbf{E}^\top)\right]^2$, kjer je matrika polja realna in velikosti $n \times m$. Nazadnje sem izračunal še največje največje razlike med vrednostmi polja in 50., 90. in 95. percentil njihove porazdelitve.

Naštete mere homogenosti sem izračunal za različne primere razporeditve gorivnih elementov in za različne velikosti obsevalnega kanala. Na specifičnih primerih sem ugotavljal, katera mera (ali njihova kombinacija) je najboljša za opis homogenosti polja. V model gorivnega elementa reaktorja TRIGA sem postavil volumsko porazdeljen izvor žarkov gama z energijo 3 MeV. Sliki 2.1a in 2.1b prikazujeta osnovno geometrijsko postavitev in fluks žarkov gama, ki izvira iz enega samega gorivnega elementa, v središčni ravnini obsevalnega kanala.

Vse mere homogenosti so navzgor neomejene, višja vrednost pa pomeni manjšo homogenost polja. V splošnem sem potrdil pričakovano večjo homogenost, izraženo z nižjimi vrednostmi mer, v manjšem obsevalnem kanalu in z večjim številom gorivnih elementov. Nekatere mere so kazale manj očitno povečanje kot druge, gradient in njegova varianca pa sta bila posebej občutljiva na numerične napake. Da bi izbral najboljšo kombinacijo mer, sem uporabil analizo glavnih komponent (angl. principal component analysis), ki je potrdila nižjo nasičenost vsote mer z gradientom in njegovo varianco. Obtežena vsota ostalih mer dobro napove pričakovano odvisnost homogenosti: Spearmanova korelacija rangov s številom gorivnih elementov je $\rho = -0.96$ (p < 0.001), z velikostjo obsevalnega kanala pa $\rho = 1$, pri čemer prvi odnos ni linearen.

Pokazal sem, da je homogenost polja žarkov gama mogoče ovrednotiti na več načinov.





(a) Gorivni elementi so bili okrog obsevalnega kanala, napolnjenega z zrakom in obdanega z vodo, postavljeni v različnih konfiguracijah.

(b) Fluks žarkov gama znotraj obsevalnega kanala ima močno prostorsko odvisnost. Z različnimi konfiguracijami se homogenost lahko spreminja.

Slika 2.1: Fluks žarkov gama v obsevalnem kanalu, ob katerega je postavljen monoenergetski izvor.

Z vsoto različnih mer sem dobil robustnejši pokazatelj, manj občutljiv na napake. V prihodnje bi lahko izpeljal izračun napake posamezne mere, pri čemer bi lahko upošteval tudi znane statistične napake, inherentne simulaciji Monte Carlo.

Literatura

. . .

Hefferon, J. & Wikibookians. (2013). Linear algebra — Wikibooks, the free textbook project. Pridobljeno 6. marca 2015, http://en.wikibooks.org/w/index.php?title=Linear_Algebra&stableid=2546700

Nove obratovalne omejitve reaktorja TRIGA, vezane na eksperimente in obsevanja

Anže Jazbec

V letu 2012 smo na reaktorju TRIGA gostili INSARR misijo. Zmotilo jih je tudi dejstvo, da nikjer v Varnostnem poročilu niso omenjeni eksperimenti in njihove obratovalne omejitve. Na resničen problem pa smo naleteli lansko leto, saj tudi sami nismo znali določiti, ali je instalacija DT konverterja eksperiment ali navadno obsevanje. Po vzoru maroškega reaktorja TRIGA Mark II smo se odločili, da vključimo nekaj omejitev v Varnostno poročilo, da v prihodnje ne bo prihajalo do podobnih nejasnosti.

Sprva smo omejili reaktivnost vseh eksperimentov skupaj na 3\$. Analiza pokaže, da v primeru spremembe reaktivnosti temperatura goriva ne preseže točke taljenja in gorivo ohrani svojo integriteto. Da se slučajno ne bo zgodilo, da bi morali zaradi posameznega eksperimenta odstraniti vse ostale, je reaktivnost posameznega eksperimenta omejena na 2,5\$. Nekateri eksperimenti lahko vplivajo na reaktivnost med samim izvajanjem. Eden takšnih je vpihovanje mehurčkov (simulacija vrenja) v delujočo sredico. Takšna, dinamična reaktivnost mora biti manjša od 1\$. To pa zato, da med izvajanjem eksperimenta ne pride do promptne kritičnosti. Ta omejitev velja le za obratovanje reaktorja v stacionarnem načinu.

Omejili smo tudi materiale, ki se obsevajo in uporabljajo pri eksperimentih. Materiali, ki povzročajo korozijo reaktorskih komponent, ki burno reagirajo z vodo, ki so potencialno eksplozivni oziroma so tekoči fisijski materiali, morajo biti dvojno plinotesno enkapsulirani. Če slučajno pride do odpovedi obeh enkapsulacij, se opravi pregled, da se ugotovi posledice in določi korektivne ukrepe. Po končani sanaciji se ponovno opravi pregled, kjer se ugotovi, ali je stanje reaktorja zadovoljivo za nadaljnjo uporabo. V primeru, da obsevamo eksplozivne materiale, morajo biti njihove mase manjše od 25 mg. Eksplozivni material morajo biti obsevani v kapsuli, ki zadrži nadtlak v primeru detonacije. To se dokaže ali eksperimentalno ali pa računsko. Količine obsevanih materialov ali snovi so omejene tako, da v primeru 100 % uplinjanja, sublimacije, hlapljivosti ali tvorbe aerosolov v reaktorsko halo ali okolje letne prejete doze ne presegajo doznih omejitev delavcev in prebivalstva. Količina fisijskih materialov (²³³U, ²³⁵U, ²³⁹Pu , ²⁴¹Pu itd.) je omejena na 30 mg.

Nove omejitve jasno ločijo, kdaj gre za obsevanje in kdaj za eksperiment. Obsevanja so podrazred eksperimentov, ki se izvajajo bolj pogosto. Pri obsevanju se izpolni le naročilnico, za implementacijo eksperimenta pa je potreben daljši proces, ki se prične s postopkom RIC-QA-102, Postopek za pregled zahteve za izvedbo posega na RIC. Za obsevanja veljajo enake omejitve kot za eksperimente, le da je maksimalen vpliv obsevanja na reaktivnost enak 0,25 \$. Poleg tega obsevanec potrebuje primerno kapsulo. Ob izvleku vzorca doza na oddaljenosti 1 m ne sme presegati 10 mSv/h. V nasprotnem primeru gre za eksperiment.

Uradno omejitve še niso del Varnostnega poročila, saj mora novo verzijo potrditi še upravni

organ, so pa že podprte z uradnim strokovnim mnenjem.

Poznavanje teh omejitev je ključno za varno eksperimentalno delo, zato je prav, da se jih tudi uradno predstavi odseku F8 in ostalim udeležencem na srečanju.

Pregled možnosti za obsevanje γ na reaktorju TRIGA IJS

Klemen Ambrožič

4.1 Motivacija

S sevanjem žarkov γ se srečujemo v različnih panogah, kjer sevanje povzroča poškodbe na vitalnih in aktivnih komponentah večjih sistemov. Zato si želimo te komponente predhodno ustrezo projektirati, ščititi in testirati (komponente pospeševalnikov delcev, umetnih satelitov, jedrske instrumentacije ipd.). Testiramo jih lahko v fisijskem jedrskem reaktorju, ki je izdaten vir sevanja žarkov γ in nevtronov.

4.2 Metode obsevanja

V samem reaktorju imamo dve glavni polji i
onizirajočega sevanja, nevtronsko in fotonsko, mi pa bi si želeli samo polje žarko
v γ oziroma čim večji delež. To lahko dosežemo na več
 načinov:

- Uporaba nevtronskih ščitov v mešanem polju. Pri tem uporabljamo ščite, ki imajo visok presek za zajetje nevtrona ter visok presek za zajetje nevtrona in produkcijo promptnih γ žarkov. Ker so navadno preseki za reakcije tega tipa največji pri vpadnih nevtronih z nizko energijo, lahko nevtrone še termaliziramo z uporabo sipalca nevtronov, npr. polietilenom. Vseh nevtronov sicer ne zaustavimo, lahko pa se čim bolj potrudimo.
- Obsevanje z zakasnelimi žarki γ . V nevtronskem polju se material lahko močno aktivira, aktivni produkti pa oddajajo sevanje γ . Ko se material enkrat aktivira, ga lahko odmaknemo iz nevtronskega polja, tako da nam ostane le polje žarkov γ . Materiali, primerni za takšno aktivacijo, imajo visok presek za zajetje nevtronov ter nizek razpadni čas, da so močno aktivni. Tudi v jedrskem gorivu nastajajo radioaktivni izotopi, ki pa so le delno posledica nevtronske aktivacije. Večino jih dobimo pri jedrskem razcepu težkega jedra.

4.3 Simuliranje metod obsevanja

Metode obsevanj sem testiral s programom za časovno neodvisen Monte Carlo transport delcev MCNP (Goorley in sod., 2013). V model reaktorja TRIGA sem vstavil vzorce silicija in ščite. Pri časovno odvisnih problemih (aktivacija, transmutacija) pa sem poleg transporta Monte Carlo uporabil tudi programski paket FISPACT-II (Sublet, Eastwood & Morgan, b.d.) za izračun časovne propagacije aktivacije, transmutacije in razpada.



Slika 4.1: Shema postavitve vzorca v obsevalno posodo.

d1	$20\mathrm{cm}$
d2	$30\mathrm{cm}$
R1	$2,5\mathrm{cm}$
R2	$7.7\mathrm{cm}$

Tabela 4.1: Tabela mer simulirane posode in vzorca.

Tabela 4.2: Tabela vrednosti \dot{D}_n , \dot{D}_γ ter $\frac{\dot{D}_\gamma}{\dot{D}_n}$ v vzorcu silicija brez in z uporabo različn
h nevtronskih ščitov:

	TanC			RPP			RBP		
	$\dot{D_n}\left[\frac{\mathrm{Gy}}{\mathrm{h}}\right]$	$\dot{D_{\gamma}}\left[\frac{\mathrm{Gy}}{\mathrm{h}}\right]$	$\frac{\dot{D_{\gamma}}}{\dot{D_{n}}}$	$\dot{D_n} \left[\frac{\mathrm{Gy}}{\mathrm{h}} \right]$	$\dot{D_{\gamma}}\left[\frac{\mathrm{Gy}}{\mathrm{h}}\right]$	$\frac{\dot{D_{\gamma}}}{\dot{D_{n}}}$	$\dot{D_n} \left[\frac{\mathrm{Gy}}{\mathrm{h}} \right]$	$\dot{D_{\gamma}}\left[\frac{\mathrm{Gy}}{\mathrm{h}}\right]$	$\frac{{\dot D}_{\gamma}}{{\dot D}_n}$
Brez	404	$2,35\cdot 10^4$	58,3	255	$1,78\cdot 10^4$	69,9	6,80	$2.24\cdot 10^3$	330
Ag	393	$3,35\cdot 10^4$	85, 4	247	$2,40\cdot 10^4$	97, 0	6,57	$2,74\cdot 10^3$	$\underline{418}$
Gd	$\underline{394}$	$3,58\cdot 10^4$	90,9	248	$2,49\cdot 10^4$	<u>100</u>	$\overline{6.63}$	$\overline{2,69\cdot 10^3}$	406
Hf	393	$\overline{1,65\cdot 10^4}$	41,9	247	$1,18\cdot 10^4$	47, 7	6,62	$1,35\cdot 10^3$	203
Cd	394	$1,79\cdot 10^4$	45, 5	249	$1,31\cdot 10^4$	52, 5	6, 64	$1,45\cdot 10^3$	218
In	395	$1,81\cdot 10^4$	45, 8	249	$1,32\cdot 10^4$	53,0	6,65	$1,47\cdot 10^3$	221

4.4 Obsevanje s promptnimi žarki γ v horizontalnih obsevalnih kanalih reaktorja TRIGA

Horizontalni obsevalni kanali so blizu sredice reaktorja, tako da imamo mešano polje nevtronov in žarkov γ . Z uporabo nevtronskega ščita lahko zmanjšamo fluks nevtronov, pri tem pa pridobimo na fluksu promptnih žarkov γ , ki se proizvajajo v ščitu. Najbolj primerni materiali so materiali z visokim presekom za zajetje nevtrona σ_c .

Če zapremo vzorec silicija v posodo iz takšnega materiala, se zmanjša nevtronski fluks ter poveča fluks žarkov γ . Posledično se tudi zmanjša hitrost doze nevtronov \dot{D}_n in poveča hitrost doze žarkov γ , torej \dot{D}_{γ} . Na sliki 4.1 lahko vidimo shemo postavitve vzorca v posodi za obsevanje. Debelina stene posode je 2 mm.

V tabeli 4.2 si poglejmo, kako se v simulaciji spreminjajo \dot{D}_n in \dot{D}_{γ} ter njuno razmerje $\frac{\dot{D}_{\gamma}}{\dot{D}_n}$ brez ščita ter z uporabo ščita iz različnih materialov: vrednosti pri materialih, katerih ščit da največje razmerje $\frac{\dot{D}_{\gamma}}{\dot{D}_n}$ so podčrtani. Srebro (Ag) in gadolinij (Gd) sta najboljša kandidata za ščitenje. V delu 4 bo razvidno, da se srebro močno aktivira, ter je dolgo časa aktiven. Gadolinij se aktivira manj in je tudi manj časa aktiven, zato je s stališča jedrskih odpadkov in varstva pred sevanji kot ščit mnogo primernejši.

	n fluks $[\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}]$	γ fluks $\left[\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\right]$	$\dot{D_n} \left[\frac{\mathrm{Gy}}{\mathrm{h}} \right]$	$\dot{D_{\gamma}}\left[\frac{\mathrm{Gy}}{\mathrm{h}} ight]$	$\frac{\dot{D_{\gamma}}}{\dot{D_n}}$
Brez ščita	$5,\!37 imes 10^8$	$4,\!35 imes 10^8$	$4{,}35\times10^{-2}$	8,24	$1,\!90 imes 10^2$
S ščitom	$8,\!15 imes10^5$	$5,\!58 imes10^8$	$4{,}88\times10^{-4}$	9,30	$1,\!91 imes 10^4$

Tabela 4.3: Tabela vrednosti fluksa in doze nevtronov in γ žarkov na siliciju, z in brez ščita na polni moči reaktorja (250 kW).

4.5 Obsevanje s promptnimi žarki γ v suhi celici reaktorja TRIGA

Poleg tega da izberemo material z visokim presekom za zajetje nevtrona σ_c , pa je le ta odvisen od energije. Želeli bi si, da ima čim več vpadnih nevtronov energijo, pri kateri je σ_c največji. Izkaže se, da so preseki za to reakcijo navadno največji pri najnižjih energijah vpadnih nevtronov. Ker pa imajo vpadni nevtroni vse mogoče energije, jih lahko z uporabo sipalca nevtronov termaliziramo oziroma jim znižamo kinetično energijo. Materiali, ki sipajo nevtrone, so navadno sestavljeni iz materialov z majhnim vrstnim številom, kar pa je ugodno za prehod žarkov γ , saj je tak material zanje skoraj prozoren.

V začetnih simulacijah sem si zamislil ploščinski izvor nevtronov, katerih energijski spekter ustreza tem na koncu termalizirajoče kolone (Ambrožič, Žerovnik & Snoj, b.d.). Za izvor sem postavil 20 cm debelo ploščo, ki je homogena mešanica polietilena, ki je v tem primeru sipalec nevtronov, ter Gd kot atenuator in sekundarni material, katerega energijska odvisnost za preseka za zajetje ima vrh drugje kot Gd. Pri tem sem za merilo koncentracije uporabil nadomestno debelino atenuacijskega materiala (kakršna bi bila skupna debelina materialne plošče, če bi imeli ščit sestavljen iz tankih plošč posameznega materiala), ostalo pa je polietilen. Za ščitom imamo ploščo iz silicija, na kateri opazujemo hitrost doze.

Izkaže se, da sekundarni atenuator ne prispeva k izboljšanju razmerja $\frac{D_{\gamma}}{\dot{D}_n}$, saj sam Gd absorbira praktično vse nevtrone, katere bi lahko absorbirali drugi materiali. Nadomestna debelina Gd, pri kateri je razmerje $\frac{\dot{D}_{\gamma}}{\dot{D}_n}$ največje, je 0,5 mm.

Sedaj lahko simuliramo celoten model reaktorja TRIGA, kjer na koncu termalizirajoče kolone postavimo ščit, v katerem je nadomestna debelina Gd 0,5 mm, ostalo pa je polietilen. Debelina ščita je še vedno 20 cm. V tabeli 4.3 lahko primerjamo vrednosti brez ščita in s ščitom. Opazimo lahko, da se razmerje $\frac{D_{\gamma}}{D_n}$ močno poveča, predvsem na račun atenuacije nevtronov (skoraj dva velikostna reda), nekaj malega (15%) pa na račun dodatne produkcije promptnih žarkov γ v ščitu.

4.6 Obsevanje z zakasnelimi žarki γ

Zakasneli žarki γ nastajajo pri razpadih γ , ki sledijo kakemu drugemu razpadu, bodisi β , α , cepitvi ipd. Torej lahko nek material aktiviramo z nevtroni, da postane radioaktiven in razpada ter seva žarke γ . Tak vir oddaja žarke γ , tudi ko ni več izpostavljen nevtronom, torej ga lahko odstranimo iz nevtronskega polja. Za izračun sem uporabil metodo R2S (Davis, 2010): aktivni del sem razdelil na 250 delov, v vsakem izračunal spekter in totalni fluks nevtronov ter gledal časovni razvoj aktivnosti in spektra emitiranih žarkov γ , nato pa vse dele združil in izračunal \dot{D}_{γ} na vzorcu.

Najprej si poglejmo simulacijo aktivacije materiala, če ga z nevtroni obsevamo v hori-



Slika 4.2: Shema poteka simulacije obsevanja z zakasnelimi žarki γ , po aktivaciji v horizontalnih obsevalnih kanalih reaktorja TRIGA.

zontalnih kanalih. Po obsevanju lahko tak material izvlečemo iz obsevalnega kanala ter obsevamo kos silicija. Sevalec je sestavljen iz aktivnega cilindričnega plašča, debeline 2 mm, notranjost pa iz polietilena, da termaliziramo kar največ nevtronov, ki jih lahko aktivni material zajame. Shemo poteka simulacije si lahko pogledamo na sliki 4.2. Sedaj si na sliki 4.3 poglejmo še aktivnosti in hitrosti doze na silicijevem vzorcu, po 10 h obsevanju v horizontalnih kanalih. Vidimo, da se najbolj aktivirata kobalt (Co) in indij (In), vendar kobalt hitro razpade, zato se zdi bolj primerna izbira.

Aktiviranega materiala pa ne dobimo samo pri nevtronski aktivaciji, ampak nastaja tudi v jedrskem gorivu pri jedrskih cepitvah. Poleg tega se aktivirajo tudi težki elementi v gorivu, ki postanejo zelo dolgoživi sevalci. Pri večjih izgorelostih bo torej njihov prispevek večji.

Z metodo R2S sem simuliral standardna gorivna elementa v dveh radialnih pozicijah, B2 in E5, po 20 h obsevanju ter pri izgorelostih 1 MW d in 10 MW d, ki sem ju izračunal iz moči na posameznem gorivnem elementu (Snoj & Ravnik, 2008). Na sliki 4.4 si poglejmo časovni potek aktivnosti gorivnih elementov. Opazimo lahko, da je aktivnost po približno osmih mesecih (približno 2×10^7 s) pri izgorelosti 10 MW d približno za velikostni red večja kot pri izgorelosti 1 MW d ter za dva velikostna reda večja od aktivnosti po 20 h obsevanju goriva. Ta razlika pride od aktivacije težkih jeder, ki tvorijo dolgožive radioizotope. Podobno velja tudi za hitrost doze.

4.7 Povzetek rezultatov

Sedaj lahko povzamemo in komentiramo vse rezultate.

• Pri obsevanju s promptnimi žarki γ se ne moremo popolnoma znebiti nevtronov, lahko pa jih poskušamo odfiltrirati z nevtronskimi filtri. V primeru horizontalnih obsevalnih kanalov je nevtronski ščit le posodica iz materiala z visokim σ_c . Ti obsevalni kanali imajo radij 7,7 cm, tako da lahko v njih obsevamo le dovolj majhne vzorce. Hitrosti nevtronske doze v teh kanalih so $\dot{D_n} = 10^1 \rightarrow 10^2 \frac{\text{Gy}}{\text{h}}$, hitrosti doze



Slika 4.3: Hitrost doze na vzoru silicija v odvisnosti od časa po 10 h aktivaciji v RPP na polni moči reaktorja (250 kW). Črte kažejo razpon hitrosti doze na vzorcu. V TanC so primerljive z rezultati za RPP, v RBP pa so vrednosti približno dva velikostna reda manjše.

žarkov
$$\gamma$$
 so $\frac{\dot{D_{\gamma}}}{\dot{D_n}} = 10^2 \rightarrow 4 \cdot 10^2 \frac{Gy}{h}$, razmerje $\frac{\dot{D_{\gamma}}}{\dot{D_n}}$ pa je $10^2 \rightarrow 4 \times 10^2 \frac{Gy}{h}$.

- Če pri obsevanju v suhi celici uporabimo nevtronski ščit, ki je kombinacija atenuatorja in sipalca nevtronov, se razmerje $\frac{\dot{D}_{\gamma}}{\vec{D}_{n}}$ poveča za dva velikostna reda in je izjemno visoko v korist žarkov γ . Poleg tega je suha celica precej velik obsevalni prostor. Sam gadolinij v ščitu se zelo počasi in zelo malo aktivira, tko da nimamo težav z razgradnjo po uporabi. Hitrost nevtronske doze $\dot{D}_{n} \approx 500 \, \frac{\mu Gy}{h}$, hitrost doze žarkov γ pa $\dot{D}_{\gamma} \approx 10 \, \frac{Gy}{h}$ medtem ko je razmerje hitrosti doz $\frac{\dot{D}_{\gamma}}{\dot{D}_{n}} \approx 2 \times 10^{4}$.
- Pri obsevanju z zakasnelimi žarki γ nimamo težav. Tudi velikosti vzorcev so poljubne, saj sevalec lahko prestavljamo. Pri 20 h aktivaciji materalov v horizontalnih obsevalnih kanalih dosežemo hitrost doze na vzorcu do 10 $\frac{Gy}{h}$, pri obsecanju z izrabljenim gorivom pa okrog 100 $\frac{Gy}{h}$. Pri tem upoštevamo še, da smo izrabljeno jedrsko gorivo, ki je jedrski odpadek, koristno uporabili. Če je njegova izgorelost visoka, je uporaben precej časa.

Literatura

. . .

- Ambrožič, K., Žerovnik, G. & Snoj, L. (b.d.). Computational analysis of the dose rates at JSI TRIGA reactor irradiation facilities. Delovno poročilo IJS-DP-11677.
- Davis, A. (2010). *Radiation shielding of fusion systems* (Doktorska disertacija, The University of Birmingham).
- Goorley, J. T., James, M. R., Booth, T. E., Brown, F. B., Bull, J. S., Cox, L. J., ... Zukaitis, A. (2013). MCNP6 user's manual. Manual Rev. 0. Ver. 1.0.
- Snoj, L. & Ravnik, M. (2008). Power peakings in mixed TRIGA cores. Nuclear Engineering and Design, 238, 2473–2479.



Slika 4.4: Časovni potek hitrosti doze na siliciju za pozicije gorivnega elementa B2 in E5 pri različnih obsevanjih.

Sublet, J.-C. C., Eastwood, J. W. & Morgan, J. G. (b.d.). The FISPACT-II user manual. Issue 3.

Analiza odziva fisijskih celic na reaktorju TRIGA

Tanja Kaiba

. . .

V okviru mednarodnega sodelovanja med CEA Cadarache in Institutom »Jožef Stefan« smo analizirali odziv fisijskih celic (FC) na reaktorju TRIGA v Ljubljani (Žerovnik in sod., 2015; Kaiba in sod., 2015). Namen projekta je bil optimizacija reaktorskega merilnega sistema moči. Meritve smo izvedli s CEA fisijskimi celicami in jih primerjali s transportnimi preračuni Monte Carlo. Model sredice reaktorja TRIGA je predstavljen na sliki 5.1.



Slika 5.1: Konfiguracija sredice reaktorja s prikazanimi trenutnimi zunanjimi detektorji nevtronov (varnostni, pulzni, startni, logaritmični in linearni). Prikazane so tudi kontrolne palice: regulacijska (R), kompenzacijska (K), varnostna (V) in pulzna (P). Merilne pozicije znotraj reaktorja so predstavljene z rdečimi pikami in številkami.

Fisijska celica ima dva možna načina delovanja: pulzni in tokovni način. V tokovnem načinu merimo tok skozi fisijsko celico, medtem ko v pulznem načinu merimo posamezne pulze. Prednost pulznega načina je enostavna diskriminacija žarkov γ , pri meritvah s tokovnim načinom pa moramo izvesti predhodno meritev ozadja. Slabost tokovnega načina je, da se pri prevelikih nevtronskih fluksih začnejo pulzi prekrivati in detektor ne loči več

med njimi; temu pojavu rečemo mrtvi čas detektorja. V prvem delu projekta smo določili optimalni merilni območji FC v pulznem in tokovnem načinu. Potrdili smo linearnost odziva FC v tokovnem načinu pri močeh višjih od 10 W, v primeru ko reaktor v zadnjem dnevu ni obratoval na visokih močeh (nad ~ 10 kW). V pulznem načinu delovanja FC smo določili mrtvi čas vezja in meritve ustrezno popravili. Ob upoštevanju korekcije mrtvega časa smo potrdili linearnost odziva FC znotraj ~ 1% pri močeh do 300 W.

Naslednji sklop meritev je bil izveden v različnih radialnih merilnih merilnih pozicijah, premerjen je bil celoten aksialen profil sredice in prostor nad in pod sredico v merilnih pozicijah MP5 in MP8 (glej sliko 5.1). Odstopanje meritev od modela reaktorja je znotraj ~ 1%, kar dodatno potrjuje MCNP model reaktorja TRIGA, ki je bil razvit na Odseku F8 IJS (Žerovnik in sod., 2015).

V drugem delu projekta smo preučili vpliv pozicije kontrolnih palic na aksialno porazdelitev nevtronskega fluksa znotraj reaktorja (Kaiba in sod., 2015). Meritve so bile izvedene v pulznem načinu pri fiksni aksialni poziciji FC znotraj merilnih pozicij MP5 in MP8. S pomočjo preračunov MCNP smo določili optimalno aksialno in radialno pozicijo FC. Ugotovili smo, da imajo merilne pozicije, ki ležijo na isti liniji kot pulzna in varnostna kontrolna palica, minimum v χ^2 porazdelitvi približno na sredini aktivnega dela goriva (slika 5.2). Analizirali smo odziv FC pri različnih pozicijah regulacijske kontrolne palice in ga primerjali z izračuni MCNP. Primerjavo med izračuni in meritvami smo opravili v prej določeni optimalni poziciji, kjer je bilo ujemanje znotraj ~ 3%.

V nadaljnjih raziskavah v sodelovanju s CEA Cadarache bomo preučili možnost uvedbe novega merilnega sistema moči na reaktorju TRIGA z uporabo več fisijskih celic znotraj sredice reaktorja hkrati. Uporaba več fisijskih celic hkrati bi minimizirala vpliv pozicije kontrolnih palic. V trenutnih raziskavah smo ugotovili, da bi za izničitev vpliva pozicije kontrolnih palic zadoščala ena FC v primerno izbrani lokaciji. Določili smo primerno aksialno pozicijo FC, ki naj bi bila približno na sredini aktivnega dela goriva v radialni merilni poziciji MP5 ali MP8.



Slika 5.2: Primerjava vpliva pozicije regulacijske kontrolne palice pri različnih pozicijah detektorja (levo) za MP5 pri 100 mm pod sredino sredice (-100 mm), pri sredini aktivnega dela sredice (0 mm) in pri 100 mm nad sredino sredice (+100 mm). Izračun χ^2 v odvisnosti od aksialne pozicije detektorja za MP5 (desno) (Kaiba in sod., 2015).

•••

Literatura

- Kaiba, T., Žerovnik, G., Jazbec, A., Štancar, Ž., Barbot, L., Fourmentel, D. & Snoj, L. (2015). Validation of neutron flux redistribution factors in JSI TRIGA reactor due to control rod movements. *Applied Radiation and Isotopes*. (Poslan v recenzijo.)
- Žerovnik, G., Kaiba, T., Radulović, V., Jazbec, A., Rupnik, S., Barbot, L., ... Snoj, L. (2015). Validation of the neutron and gamma fields in the JSI TRIGA reactor using in-core fission and ionization chambers. *Applied Radiation and Isotopes*, 96, 27–35. doi:10.1016/j.apradiso.2014.10.026

Analiza odziva izvensrediščnih jedrskih detektorjev reaktorja TRIGA

Žiga Štancar

. . .

Eden izmed pomembnejših parametrov, ključnih za varno obratovanje reaktorja TRIGA, je termična moč reaktorja. Meritve moči se izvajajo z izvensrediščnimi kanali, ki so sestavljeni iz aluminijastih vodotesnih ohišij in detektorjev ionizirajočega sevanja in so nameščeni ob zunanji rob grafitnega reflektorja reaktorja. Ob sredici je pozicioniranih pet jedrskih detektorjev, izmed katerih je vsak namenjen merjenju reaktorske moči v določenem območju. Najbolj dinamični močnostni interval, od 100 mW do 300 kW, pokriva linerani kanal, ki se večinoma uporablja za merjenje moči pri normalnih obratovalnih pogojih. Glavni sistem za uravnavanje in spreminjanje moči reaktorja TRIGA predstavlja vstavitev in izvlek kontrolnih palic. V primeru, da so slednje nesimetrično vstavljene v sredico, pride do efekta redistribucije fluksa, kar lahko bistveno vpliva na odčitke izvensrediščnih detektorjev. Tako lahko pri isti termični moči reaktorja, a drugačni poziciji kontrolnih palic, izmerimo do 20 % različne vrednosti nevtronskega fluksa na linearnem kanalu. Ker je normalizacija izračunov Monte Carlo v absolutne vrednosti, primerljive z eksperimentalnimi podatki, linearno odvisna od termične moči, je potrebno upoštevati učinek nagiba fluksa na odčitke izvensrediščnih kanalov in vrednost moči ustrezno normalizirati (Žerovnik, Podvratnik & Snoj, 2014).

Cilj konferenčne predstavitve je opisati faktor, ki omogoča normalizacijo termične moči pri neenakomerni vstavitvi kontrolnih palic in ki ga zapišemo v obliki:

$$S = \frac{1}{\Pi_i [1 - (1 - f_i) \cdot g_i(\ell)]} \ , \ f_i = \frac{\phi_i}{\phi_0} \ , \eqno(6.1)$$

kjer je f_i faktor upada fluksa (ang. *flux depression factor*) in je definiran kot razmerje med izmerjenim fluksom na položaju izvensrediščnega jedrskega kanala ϕ_i pri popolni vstavitvi kontrolne palice *i* in med fluksom ϕ_0 pri izvlečenih kontrolnih palicah. Količina $g_i(\ell)$ predstavlja interpolacijsko funkcijo, ki opisuje relativno vrednost kontrolne palice v odvisnosti od njene vstavitve, pri čemer je za popoln izvlek $g_i(\ell = \ell_{min}) = 0$ in popolno vstavitev $g_i(\ell = \ell_{max}) = 1$. Hkrati bo predstavljen eksperiment, izveden z miniaturnimi fisijskimi celicami, s katerim je bilo ugotovljeno, da omenjeni faktor v skrajnih položajih kontrolnih palic ni natančen. Ob primerjavi meritev in izračunov Monte Carlo reakcijskih hitrosti znotraj sredice v primeru popolnoma izvlečenih oz. vstavljenih kontrolnih palic so bila namreč opažena okrog 10 % relativna odstopanja (Štancar, 2014). Predstavljena bo analiza redistribucije fluksa znotraj sredice in vpliv na izvensrediščne detektorje pri različni vstavitvi kontrolnih palic, kar je prikazano na sliki 6.1.

V želji po odpravitvi neskladja v vrednostih korekcijskega faktorja so bili izvedeni izračuni Monte Carlo pri 121 različnih kombinacijah vstavitve kompenzacijske in regulacijske kontrolne palice. Relativna razlika v nevtronskem fluksu na poziciji linearnega kanala



Slika 6.1: Relativna razlika med fluksoma pri popolnoma izvlečenih kontrolnih palicah in popolnoma vstavljeni regulacijski palici z označenimi izvensrediščnimi detektorji (dimenzije v cm).

zaradi neenakomerne vstavitve omenjenih kontrolnih palic pri isti reaktorski moči je bila primerjana z vrednostmi dobljenimi prek uporabe faktorja v enačbi (6.1). Rezultat primerjave je prikazan na sliki 6.2, kjer vidimo, da so razlike največje v skrajnih pozicijah regulacijske palice. Največja odstopanja so tako približno 8%, kar je bilo opaženo tudi v primeru meritev aksialnih profilov reakcijskih hitrosti s fisijskimi celicami. Izračuni so bili uporabljeni pri analizi meritev fisijskih celic, s čimer so bile prej opažene diskrepance med meritvami in izračuni Monte Carlo odpravljene.

Literatura

. . .

- Štancar, Ž. (2014). Computational analysis of power profile measurements in TRIGA reactor (Magistrsko delo, Fakulteta za matematiko in fiziko, Univerza v Ljubljani).
- Žerovnik, G., Podvratnik, M. & Snoj, L. (2014). On normalization of fluxes and reaction rates in MCNP criticality calculations. *Annals of Nuclear Energy*, 63, 126–128.



Slika 6.2: Relativna razlika korekcijskega faktorja na poziciji linearnega kanala zaradi neenakomerne vstavitve regulacijske in kompenzacijske kontrolne palice pri isti reaktorski moči, pridobljenih preko teoretičnega modela in izračunov MCNP.

II. del

Fizika fuzijskih reaktorjev



Moderator: Aljaž Čufar

Izboljšave modela MCNP fuzijskega reaktorja Joint European Torus (JET)

. . . Rok Krpan

V sodelovanju Instituta »Jožef Stefan« z »EUROfusion« je v okviru projekta JET3 cilj izdelati več modelov MCNP za nevtronske izračune v fuzijskem reaktorju Joint European Torus (JET). IJS je prejel model MCNP, ki je bil dopolnjen in nadgrajen. Ta model je predvsem v okolici reaktorja dajal zelo drugačne rezultate od drugih modelov MCNP, narejenih za isti reaktor. Za referenčni model, ki daje najboljše ujemanje izračunov z resničnim eksperimentom, sem vzel model Seana Conroya (Conroy, b.d.). Gledal sem razlike med fluksi nevtronov v obeh modelih. V modelu IJS je bil fluks nevtronov izven reaktorske posode približno enak fluksu nevtronov izvora samega brez materiala. To pomeni, da je atenuacija v materialu neznatna, kar je dokaz za prehajanje nevtronov mimo celic, ki so vsebovale material.



Slika 7.1: Totalni fluks v celicah sferičnih Slika 7.2: Razlika v fluksu nevtronov skozi detektorjev.



celoten model za plazemski izvor, presek v ravnini XY pri z = 0.

Model IJS je bilo potrebno popraviti tako, da bi se rezultati izračunov približali rezultatom drugih modelov, pri čemer pa je bilo potrebno upoštevati inženirske načrte (načrte CAD) reaktorja samega.

Med izdelavo modela, in sicer pri rotaciji in multiplikaciji oktantov, se je pojavila poglavitna napaka, ki je povzročala dvojne celice na mejah oktantov. Najprej je bila modelirana samo četrtina reaktorja, ki je obsegala 90° (slika 7.3a). Ta četrtina je bila s funkcijo universe izrezana na osmino – 45° (slika 7.3b) ter 8-krat replicirana in zavrtena, tako da je model obsegal celoten kot 360° (slika 7.3c). Za odpravo napake izgubljanja delcev na mejah oktantov so bile definirane celice, ki so objemale vsak posamezen oktant ter bile rotirane

Rok Krpan







lotnega modela.

(a) Začeten model, četrtina ce- (b) Izrezana osmina modela, (c) Celotni model reaktorja po tretji oktant.

transformaciji tretjega oktanta.





Slika 7.4: Dvojne ploskve med oktanti.

skupaj z oktantom. V grafičnem urejevalniku modela MCNP so bile med mejami oktantov dvojne ploskve, ki so imele neznan vpliv na nevtrone med potekom izračunov (slika 7.5).

Po odpravi dvojnih ploskev (s komplementom med sosednjimi oktanti) so se spremenili izračuni volumnov celic ter izračuni fluksov izven vakuumske posode. Po spremembi so volumni celic izračunani z MCNP pravilni – za faktor 2 do 3.5 večji.

Za preučevanje vpliva dvojnih ploskev na fluks nevtronov skozi model sem naredil poenostavljen model samo z vakuumsko posodo. Prazne okolice oktantov, ki so bile rotirane z oktanti, sem razdelil na več celic. Iz rezultatov funkcije beleženja poti delcev PTRAC je bilo razvidno, da so nevtroni prehajali skozi prazne celice okolic. Prišlo je do nekakšne interference med universi. Nevtroni so na istih koordinatah imeli možnosti nahajanja v različnih celicah. To je napaka programa MCNP, je pa predvsem posledica nepravilne uporabe funkcije universe.

Naslednji popravki modela so bili spreminjanje gostote materiala v komponentah in s tem spreminjanje mase komponent. Masa komponent je po popravkih enaka masam v inženirskih načrtih. Povečanje mas komponent povzroči večjo atenuacijo in s tem zmanjšanje nevtronskega fluksa izven vakuumske posode, kar je bil največji problem pred spreminjanjem modela.

Zanimalo me je, kakšne so razlike sprememb fluksov med IJS in referenčnim modelom zaradi posameznih komponent. Po odpravi napak v modelu IJS so največje razlike posledica



Slika 7.5: Totalni fluks v celicah sferičnih Slika 7.6: Razlika v fluksu nevtronov po detektorjev po popravkih.



popravkih skozi celoten model za plazemski izvor, presek v ravnini XY pri z = 0.

neskladnosti referenčnega modela z inženirskimi načrti, predvsem manjša dimenzija vrat vakuumske posode in debelejše stene vakuumske posode. . . .

Literatura

Conroy, S. (b.d.). MCNP model of Joint European Torus.

Generacija promptnih in zakasnelih žarkov gama v fuzijskem reaktorju Joint European Torus (JET)

... Dijana Makivić

Varno obratovanje fuzijskih reaktorjev je izjemno pomembno, zato je potrebno poznavanje radioloških poškodb materialov. Ravno tako je potrebno zagotoviti varnost pri procesih popravil in vzdrževanj, saj je potrebno zagotoviti dovolj majhne doze na določenih mestih. Nevtroni, ki nastanejo pri fuzijski reakciji, ob interakciji s komponentami reaktorja povzročijo aktivacijo materialov, kjer nastanejo promptni in zakasneli žarki gama. Potrebno je določiti, v katerih komponentah nastajajo promptni in zakasneli žarki gama ter kolikšen je njihov delež in prispevek k dozi. Ravno tako je potrebno izračunati delež promptnih in zakasnelih žarkov gama v določenih točkah reaktorja. Pri izračunih se bo uporabljal 3D MCNP 45° model Octant 1, ki so ga razvili na JET-u (Petrizzi in sod., 2006).

Z MCNP izračuni lahko določimo deleže nastalih žarkov gama v komponentah fuzijskega reaktorja, prikazanih na sliki 8.1. Najvišji delež žarkov gama, in sicer 35 %, nastane v zaščiti za tuljavo, 30 % v inconelu in 15 % v toroidni tuljavi. Manjši delež gama nastane v zunanji podporni strukturi, 6 %, in v divertorskih tuljavah, 5 %. Posamezen delež gama v ostali komponentah je manjši kot 2 %.



Slika 8.1: Komponente fuzijskega reaktorja v modelu Octant 1 (Petrizzi in sod., 2006), kjer nastane največji delež žarkov gama.

Za izračun generacije in energijskega spektra promptnih žarkov gama v določenih komponentah ali točkah fuzijskega reaktorja je potrebno izboljšati izračun MCNP z redukcijo



Slika 8.2: Število nevtronov za D-D in D-T plazmo v časovnih obdobjih obratovanja fuzijskega reaktorja JET.

variance. Promptni žarki gama nastajajo v plazmi, od koder se transportirajo naprej skozi komponente tokamaka, ter pri interakciji nevtronov s snovjo. V fuzijskem reaktorju JET imajo D-D in D-T plazmo, zato simuliramo vsako posebej, saj imata različen nevtronski izvor v simulacijah MCNP.

Pri interakciji nevtronov s snovjo nastanejo kratkoživi in dolgoživi radioaktivni nuklidi, ki razpadajo v stabilna stanja z razpadno konstanto λ , pri čemer nastajajo zakasneli žarki gama. Zakasnele žarke gama računamo s programom FISPACT. Energijske spektre fluksa nevtronov in gama za določene komponente, ki jih dobimo iz MCNP simulacij, vnesemo v FISPACT program in izračunamo energijske spektre in časovne grupe zakasnelih žarkov gama ter aktivnost in prispevke k dozi za materiale, ki generirajo visok delež zakasnelih žarkov gama v fuzijskem reaktorju. Upoštevati moramo zgodovino obratovanja fuzijskega reaktorja JET, ki nam poda število nevtronov v določenem časovnem obdobju za D-D in D-T plazmo, kot prikazuje slika 8.2.

Za izračun doz v določenih točkah reaktorja ali v točkah zunaj reaktorja moramo upoštevati transport vseh delcev tudi zakasnelih žarkov gama skozi celice v modelu reaktorja, kar pomeni, da je potrebno sklopiti programa MCNP in FISPACT, kjer bi MCNP računal transport delcev ter FISPACT nastanek zakasnelih žarkov gama v celici. Inštituti, kot so Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Culham Centre for Fusion Energy (CCFE) in Universidad Nacional de Educación a Distancia (UNED), so razvili programe, ki sklapljajo MCNP in FISPACT, kar je tudi v interesu inštituta IJS. Za izračun zakasnelih gama žarkov bi testirali tudi novo verzijo MCNP programa MCNP6, ki vsebuje kartico ACT, ki omogoča izračun zakasnelih žarkov gama, kjer določimo energijske in časovne grupe. Izračunane doze je potrebno primerjati tudi z že izmerjenimi dozami na reaktorju JET.

• • •

Literatura

Petrizzi, L., Angelone, M., Batistoni, P., Fischer, U., Loughlin, M. & Villari, R. (2006). Benchmarking of Monte Carlo based shutdown dose rate calculations applied in fusion technology: From the past experience a future proposal for JET 2005 operation. *Fusion Engineering and Design*, 81(8–14), 1417–1423. Proceedings of the Seventh International Symposium on Fusion Nuclear Technology ISFNT-7 Part B Proceedins of the Seventh International Symposium on Fusion Nuclear Technology. doi:10.1016/j.fusengdes.2005.10.014

Primerjava dveh metod za simulacijo DT generatorja nevtronov na osnovi pospeševalnika

Aljaž Čufar

. . .

Zaradi največjega preseka pri najnižjih energijah, je za fuzijo kot vir energije, od vseh reakcij zlivanja jeder, najbolj obetavno zlivanje jeder devterija in tritija (reakcija DT), pri kateri nastaneta helijevo jedro in nevtron. Tako nastali nevtroni pa imajo zaradi drugačnega mehanizma nastanka bistveno drugačen spekter kot nevtroni, ki nastanejo pri reakcijah cepitve jeder. Ker so preseki za reakcije z nevtroni močno odvisni od energije nevtronov, je pomembno, da so materiali testirani z nevtroni, ki imajo takšne energije, kakor so prisotne v aplikacijah, za katere so namenjeni, torej v primeru zlivanja jeder devterija in tritija kar v spektru DT. En izmed tehnično enostavnejših načinov za pridobivanje nevtronov s spektrom primernim za DT aplikacije je, da tarčo, na kateri se nahaja tritij, obstreljujemo z jedri devterija, ki jih do primernih energij pospešimo s pospeševalnikom. Ker ima presek za DT reakcijo vrh pri okoli 100 keV, se tipično uporablja pospeševanje devterijevih ionov do energij od 100 keV do 300 keV. Pri aplikacijah, kjer želimo pridobiti veliko nevtronov, se običajno uporabljajo višje energije (tipično do 300 keV), tako namreč dobimo več reakcij tudi nekoliko globje v tarči, kjer imajo zaradi upočasnjevanja devteroni nižje energije, devteroni z nižjimi energijami pa se uporabljajo v aplikacijah, kjer je pomembno čim manjše segrevanje tarče in čim manjši delež nevtronov nastalih v reakciji DD, ki ima vrh pri višjih energijah.

Lastnost DT izvora na osnovi pospeševalnika, ki se bistveno razlikuje od fisijskega izvora ali od plazemskega izvora, je anizotropija tako po fluksu, kot po energijah, do katere pride zaradi potrebe po ohranitvi gibalne količine pri DT reakciji. Ker devterijeva jedra, zaradi pospeševanja s pomočjo pospeševalnika, tik pred DT reakcijo pretežno potujejo v smeri, ki jo narekuje pospeševalnik, se namreč težiščni sistem premika v isto smer, saj jedra tritija (glede na premikanje devterija) mirujejo. Ker je reakcija v težiščnem sistemu izotropna, zaradi premikanja tega sistema glede na laboratorijski sistem pride do anizotropije.

Kot v mnogih drugih aplikacijah tudi pri eksperimentih z DT izvori na osnovi pospeševalnika obstaja močna potreba po zanesljivih simulacijah teh izvorov. Zanesljive simulacije namreč omogočajo varnejšo in učinkovitejšo izvedbo meritev, poleg tega pa tudi določitev količin, ki jih ni mogoče direktno meriti. Obstaja več programov, ki omogočajo simulacije takih izvorov nevtronov, med njimi pa so tudi nekatere bistvene razlike v načinih delovanja. Predstavljena je bila primerjava rezultatov dveh kod: MCUNED (P. Sauvan, 2010) – razširitev programa MCNPX, da ta lahko bere knjižnice jedrskih podatkov za lahke ione in s tem omogoči simulacijo DT izvorov nevtronov v različnih konfiguracijah, ter subroutine ENEA-JSI (A. Milocco, 2008), ki kodi MCNP/MCNPX dodaja možnost simuliranja DT (in DD) izvora na osnovi pospeševalnika. V obeh primerih po njihovem nastanku za transport nevtronov poskrbi dobro verificirana koda MCNP/MCNPX.

Naredil sem nekaj primerjav rezultatov dobljenih z obema metodama in predstavil nekaj



Slika 9.1: Spekter nevtronov za nekaj različnih kotov. Razlike med rezultati različnih programov so opazne predvsem pri kotih okrog 90°. Vidimo tudi različno obnašanje oblike vrhov v odvisnosti od kota, saj se pri ENEA-JSI vrhovi od 0° do 90° ter od 180° do 90° ožajo, pri MCUNED pa razširjajo.

rezultatov, kjer kodi v nekaterih pogledih producirata zelo podobne rezultate, v drugih pa precej različne. Med tem ko sta npr. kotni odvisnosti fluksa za obe kodi zelo podobni, pride do pomembnih razhajanj pri kotni odvisnosti spektra, kot je razvidno na sliki 9.1.

Omenil sem tudi aplikaciji za kateri trenutno uporabljamo ti dve kodi, to je predvsem za simuliranje generatorja nevtronov, ki bo uporabljen za računsko podporo eksperimentalni kalibraciji fuzijskega reaktorja JET z DT generatorjem nevtronov in primerjavo izračunov narejenih z obema metodama z eksperimenti v bazi SINBAD. Pri računski podpori DT kalibracije tokamaka JET bomo simulirali DT generator nevtronov na različnih mestih v napravi. Pri tem bomo računali odziv detektorjev nevtronov, predvsem fisijskih celic in aktivacijskega sistema, v odvisnosti od položaja ter vpliv, ki ga bo imelo dejstvo, da bo med meritvami za kalibracijo eksperimentalna postavitev netipična, na odziv teh detektorjev. Bazo eksperimentov SINBAD pa bomo uporabili za testiranje programov, izračune narejene z različnimi programi bomo namreč primerjali z eksperimenti in tako skušali ugotoviti, kateri program natančneje reproducira meritve.

Literatura

- A. Milocco, A. T. (2008). Modelling of the production of source neutrons from low-voltage accelerated deuterons on titanium-tritium targets. *Science and Technology of Nuclear Installations*, 2008. doi:10.1155/2008/340282
- P. Sauvan, F. O., J. Sanz. (2010). New capabilities for Monte Carlo simulation of deuteron transport and secondary products generation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 614, 323–330. Pridobljeno http://www.sciencedirect.com/science/ article/pii/S0168900209024255

Pot od geometrije CAD do izračunov Monte Carlo pri projektih ITER

•••

Aljaž Kolšek

V okviru 2. Konference mladih Odseka F8 na Institutu »Jožef Stefan« je nastala predstavitev z naslovom Pot od CAD geometrije do izračunov Monte Carlo pri projektih ITER, ki na kratko predstavi postopek izvajanja projektov za fuzijski reaktor ITER. Projekt se ponavadi razvija v sledečem vrstnem redu:

- 1. poenostavitev geometrije CAD
- 2. prevajanje geometrije CAD v model MCNP
- 3. priprava izvora (ali več izvorov v obliki RSSA, SDEF, itd.) delcev
- 4. izbor tehnike redukcije variance (angl. variance reduction)
- 5. izračun z uporabo kartice FMESH
- 6. uporaba "meshtal" za aktivacijo vseh celic v mreži FMESH
- 7. simulacija izvora gama pridobljenega v prejšnjem koraku

Naročnik organizaciji oz. raziskovalni skupini posreduje delovni nalog, ki mu je dodan model geometrije CAD, ki jo je ponavadi potrebno dodati v že obstoječi model reaktorja (b-lite oz. novejši c-lite) ali stavbe tokamaka. Model CAD ponavadi vsebuje dosti detajlov, ki so za nevtroniko povsem nepomembni in jih je težko opisati z osnovnimi elementi MCNP, zato je prvi korak poenostavitev, kot jo prikazuje slika 10.1. S tem lahko pri kompleksnih modelih zmanjšamo število celic tudi za več tisoč, kar olajša iskanje izgubljenih delcev, če MCNP slučajno vrne to napako.



Slika 10.1: Poenostavitev geometrije CAD za prevajanje v model MCNP.

Poenostavljeni model se z uporabo programa SuperMC/MCAM 5.2 Pro (Wu & FDS Team, 2009) iz formata .stp prevede v .txt, ki v formatu MCNP vsebuje seznam vseh celic, površin in materialov, ki jih vstavimo v model reaktorja ali stavbe tokamaka. Izbor le-tega je povsem odvisen od opisa problema, ki ga naročnik posreduje v delovnem nalogu. Za kompleksne modele CAD je potrebno ustvariti "universe" in ga vstaviti na primerno mesto v izbran input, medtem ko pri lažjih lahko uporabimo kar operator komplementa, #.



Slika 10.2: Vsak delček celice modela MCNP v celici FMESH postane samostojen izvor gama z enakomernim vzorčenjem po prostornini.

Izvor delcev je tudi podan s strani naročnika, najpogosteje pa je kombinacija več izvorov: nevtronski plazemski izvor (SDEF), izvor promptnih gama iz reaktorja (SDEF), izvor gama zaradi aktivacije reaktorja (SDEF), nevtronski izvor na ravnini biološkega ščita (RSSA, pri izračunih v stavbi tokamaka), izvor gama zaradi aktivacije v stavbi tokamaka (photonfile, output kode R2S-UNED za aktivacijo v FMESH mreži), itd.

Na podlagi rezultatov preliminarnih izračunov se lahko odločimo še za različne tehnike redukcije variance, ki izboljšajo statistiko. Pri izračunih aktivacije v mreži FMESH je predvsem uporabna tehnika redukcije globalne variance, ki vsaki celici v FMESH priredi vrednost obteženega okna (angl. weight-window), ki je odvisna od razmerja med fluksom v tej celici in maksimalnim fluksom v mreži FMESH, nakar to zapiše v datoteko z imenom wwinp.

Aktivacija se izvede s programom R2S-UNED (Catalán, Sauvan & Sanz, 2013), kjer sta MCNP in ACAB (ACtivation ABacus Inventory Code) (J. Sanz, 2008) povezana s skriptami, napisanimi v Pythonu, ki za vhodni podatek vzamejo "meshtal" (output kartice FMESH) in obsevalni scenarij (podroben opis obsevanja in ohlajanja za izračun aktivacije), nakar vsak material (oziroma delček celice, ki sega v celico mreže FMESH) koda ACAB obseva s specifičnim fluksom. Rezultat je množica izvorov gama (slika 10.2), ki se združijo v datoteko poimenovano "photonfile", ki jo prirejena kompilacija kode MCNP uporabi za izvor.

Končni rezultat se lahko z uporabo programa **ParaView** (Ayachit, 2015) predstavi v obliki toplotne karte, kjer so razvidna problematična območja z visoko stopnjo aktivacije ter neovirani tokovi delcev (angl. streaming), ki nastanejo zaradi slabše zasnove modela.

Literatura

Ayachit, U. (2015). The ParaView guide: A parallel visualization application. Kitware Inc. Catalán, J. P., Sauvan, P. & Sanz, J. (2013). Shutdown dose rate assessment for a DCLL blanket-based reactor: Application of the R2S-UNED approach. Fusion Engineering and Design, 88(9–10), 2088–2091. Proceedings of the 27th Symposium On Fusion Technology (SOFT-27); Liège, Belgium, September 24-28, 2012. doi:http://dx.doi. org/10.1016/j.fusengdes.2013.04.011

J. Sanz, N. G.-H., O. Cabellos. (2008). Inventory code for nuclear applications: Users' manual v. 2008.

Wu, Y. & FDS Team. (2009). Cad-based interface programs for fusion neutron transport simulation. *Fusion Engineering and Design*, 84(7–11), 1987–1992. Proceeding of the 25th Symposium on Fusion Technology (SOFT-25). doi:http://dx.doi.org/10.1016/j. fusengdes.2008.12.041

III. del

Fizika plazme



Moderator: Junoš Lukan

Simulacija ionskega energijskega analizatorja

Gabrijela Ikovic

. . .

Koda XPDP1 (Verboncoeur, Alves, Vahedi & Birdsall, 1993) je namenjena simulaciji enodimenzionalnih plazemskih sistemov in uporablja metodo Particle In Cell (PIC). Tipično za to metodo je, da je območje razdeljeno v vzporedne celice in da so delci $(10^4 do 10^8)$ združeni v super delce, kar ohranja razmerje mase in naboja, hkrati pa zmanjša zahtevnost simulacije. Super delci vplivajo drug na drugega prek elektromagnetnih polj, ki so izračunana v periodičnih točkah v prostoru. Za izračun položaja in hitrosti delcev se uporablja Newton-Lorentzova enačba in Leap-Frog metoda. Za simuliranje trkov nabitih delcev z nevtralnimi pa se uporablja Monte Carlo Collisional (MCC) model.

Ionski energijski analizator je sestavljen iz več vzporednih mrežic na različnih potencialih in se uporablja za določanje temperature oziroma porazdelitve ionov v plazmi. Z namenom simulacije takšnega ionskega energijskega analizatorja je bila razvita nova verzija kode, xpdp1_rfa, kjer sta v sistem dodani dve prevodni mrežici. V simulaciji odbojno mrežico nastavimo na lebdeči potencial in zaradi večje gibljivosti elektronov se mrežica nabije negativno:

$$\Phi = \frac{k_{\rm B}}{T_{\rm e}} e_0 \ln\left(\sqrt{\frac{2\pi m_{\rm e}}{m_{\rm i}}}\right) \tag{11.1}$$

Na diskriminatorski mrežici v diskretnih korakih spreminjamo potencial, na kolektorju pa nastavimo dovolj negativen potencial, da odbije vse prepuščene visokoenergijske elektrone. Tako lahko spremljamo tok na kolektorju v odvisnosti od napetosti na diskriminatorju, kjer je tok sorazmeren številu ionov z dovolj visoko energijo, da premagajo zaviralni potencial diskriminatorske mrežice. Če je temperatura ionov porazdeljena po Maxwellovi porazdelitvi, se tok ionov v odvisnosti od potenciala na diskriminatorju zapiše kot:

$$I\left(U\right) = I_{\rm s} \exp\left(-\frac{e_0 U}{k_{\rm B} T_{\rm i}}\right) \tag{11.2}$$

S simulacijami skušamo pojasniti rezultate eksperimentov, ter določiti vpliv analizatorja na plazmo, saj vsaka komponenta, namenjena diagnostiki plazme, nekoliko spremeni njene lastnosti. S pomočjo enačbe (11.1) in I-U karakteristike izračunamo temperaturo ionov ter jo primerjamo s temperaturo določeno v simulaciji. Vpliv sonde na plazmo se kaže v razliki med temperaturama.

Simulacije izvedemo z različnimi parametri sonde ter plazme. Izkaže se, da je najpomembnejši parameter razdalja med odbojno in diskriminatorsko mrežico. Če je medmrežna razdalja prevelika, se med mrežicama ustvari potencial, ki je večji od potenciala na diskriminatorski mrežici in vpliva na rezultate simulacij. Meja medmrežne razdalje je odvisna od prepustnosti mrežic, začetne temperature ionov ter drugih karakteristik sonde.

V nadaljevanju sledi analiza vpliva sekundarne emisije ter trkov nabitih delcev z nevtralnimi



Slika 11.1: I-U karakteristika za nekaj različnih začetnih temperatur ionov.

Tabela 11.1: Nastavljena temperatura ionov, temperatura ionov določena iz I-U karakteristike, razmerje med njima, ter območje v katerem velja enačba (11.1).

$T_{\rm i0}~({\rm eV})$	$T_{\rm i}~({\rm eV})$	$(T_{\rm i}-T_{\rm i0})/T_{\rm i0}$	območje
$0,\!10$	0,216	$1,\!160$	$0,\!00\mathrm{V}$ do $0,\!13\mathrm{V}$
$0,\!25$	$0,\!345$	$0,\!380$	$0,\!00\mathrm{V}$ do $0,\!31\mathrm{V}$
$0,\!50$	$0,\!537$	$0,\!074$	$0,\!08\mathrm{V}$ do $0,\!86\mathrm{V}$
$1,\!00$	1,023	0,023	$0{,}07\mathrm{V}$ do $1{,}53\mathrm{V}$
$2,\!00$	$2,\!058$	0,029	$0{,}10\mathrm{V}$ do $2{,}85\mathrm{V}$
$5,\!00$	$5,\!051$	0,010	$0{,}03\mathrm{V}$ do $7{,}73\mathrm{V}$

delci v ozadju. Za primerjavo učinkovitosti različnih analizatorjev bo v sistem dodana še tretja mrežica.

Literatura

- Gačnik, L., Kovačič, J. & Gyergyek, T. (2014). Ion energy analyzer particle simulation. V I. Jenčič (Ur.), Proceedings of the International Conference Nuclear Energy for New Europe, 8.–11. september 2014 (1107, str. 1107.1–1107.8). Ljubljana: Društvo jedrskih strokovnjakov Slovenije. eprint: http://www.nss.si/proc/nene2014/pdf/ NENE2014_1107.pdf
- Verboncoeur, J. P. (2007). *Particle-in-Cell techniques*. Berkeley: Department of Nuclear Engineering, University of California.
- Verboncoeur, J. P., Alves, M., Vahedi, V. & Birdsall, C. (1993). Simultaneous potential and circuit solution for 1D bounded plasma particle simulation codes. *Journal of Computational Physics*, 104(2), 321–328. doi:http://dx.doi.org/10.1006/jcph.1993. 1034



Slika 11.2: I-U karakteristika za različne razdalje med mrežicama.



Slika 11.3: Maksimalni potencial med mrežicama v odvisnosti od potenciala na diskriminatorju.

Diagnostika plazme z ball-pen sondo

Lino Šalamon

Najenostavnejša in najbolj razširjena sonda za diagnostiko nizkotemperaturne rahlo magnetizirane plazme je Langmuirjeva sonda. Gre za prevodni kolektor različnih oblik, ki ga vstavimo v plazmo ter na njem merimo zbran tok pri različnih napetostih kolektorja. Najbolj razširjen je prevodnik cilindrične oblike, torej navadna prevodna žica. Iz tokovno-napetostne (I-U) karakteristike te sonde lahko določimo nekatere parametre plazme, kot so gostota plazme, temperatura elektronov ter lebdeči in plazemski potencial plazme. Plazemski potencial lahko ob predpostavki Maxwellove elektronske hitrostne porazdelitve določimo s pomočjo lebdečega potenciala $\phi_{\rm f}$ in temperature elektronov $T_{\rm e}$. Sonda doseže lebdeči potencial, ko jo vstavimo v plazmo in nanjo ni priključena nobena zunanja napetost. Tako kot $T_{\rm e}$, lahko tudi $\phi_{\rm f}$ določimo iz tokovno-napetostne karakteristike. Povezava med $\phi_{\rm p}$ in $\phi_{\rm f}$ pa je dana z enačbo

$$\phi_{\rm p} = \phi_{\rm f} - \left(\frac{k_{\rm B}T_{\rm e}}{e_0}\right) \ln R, \qquad (12.1)$$

kjer $R=\frac{I_{\rm sat}}{I_{\rm sat}^+}$ predstavlja razmerje med nasičenim elektronskim in i
onskim tokom. V magnetizirani plazmi je interpretacija izmerjenih količin tež
ja zaradi neizotropne porazdelitve i
onov in elektronov po površini sonde. Nova metoda, s katero lahko direkt
no merimo plazemski potencial, pa poteka z uporabo t. i. ball-pen sonde. I
deja te sonde je zmanjšati $I_{\rm sat}^-$ do te mere, da je ena
k $I_{\rm sat}^+$ in jeR=1. To pomeni, da je plazemski potencial kar enak leb
dečemu ($\phi_{\rm p}=\phi_{\rm f}$), torej $\phi_{\rm p}$ lahko merimo direktno. Sonda je v osnovi zgrajena iz
 premičnega kovinskega kolektorja obdanega z izolacijsko keramično cevjo in je vstavljena v plazmo pravokotno na smer silnic magnetnega polja. Ko je kolektor izvlečen iz keramične cevi, sonda deluje kot klasična Langmuirjeva sonda, ko pa ga vlečemo nazaj v ohišje, se zaradi manjšega larmorjevega radija elektronov od ionov v magnetnem polju manjša predvsem $I_{\rm sat}^-$ v primerjavi z $I_{\rm sat}^+$, dokler se na neki globini tokova ne izenačita.

Potencialna uporabna vrednost te sonde v prihodnosti je v direktnih meritvah plazemskega potenciala v robni turbulentni plazmi tokamaka, kar igra ključno vlogo pri zadrževanju plazme v tokamakih in s tem na njihovo učinkovito delovanje.

Ball-pen sondo sem izdelal v laboratoriju za plazmo na Institutu »Jožefa Stefana« v okviru magistrske naloge, z njo pa se izvajajo meritve na linearni magnetni napravi z nizkotemperaturno in rahlo magnetizirano plazmo. Preučujemo parametre plazme, kot so gostota plazme, temperatura elektronov, lebdeči potencial in plazemski potencial pri različnih plinih, tlakih, magnetnih poljih in radialnih pozicijah sonde v osnovni plazmi ter v anodni plazmi, ki jo ustvarimo v osnovni plazmi z dodatno elektrodo s pozitivno napetostjo.

Slika 12.1 prikazuje tokovno-napetostne karakteristike za različne položaje kolektorja ball-pen sonde. Za h > 0 je konica kolektorja izvlečena iz keramičnega ohišja, za h < 0 pa



Slika 12.1: Tokovno-napetostne karakteristike za različne položaje kolektorja glede na keramično ohišje sonde.

je celoten kolektor znotraj le tega. Vidimo, da se z večanjem globine vstavitve manjša predvsem nasičeni elektronski tok. Na sliki 12.2 pa je prikazana odvisnost lebdečega potenciala od globine vstavitve h. Iz grafa se vidi, da se vrednost $\phi_{\rm f}$ na neki globini saturira. V tej točki se plazemski potencial približa vrednosti plazemskega potenciala pri danih pogojih.

• • •

Literatura

- Adámek, J., Peterka, M., Gyergyek, T., Kudrna, P. & Tichý, M. (2012). Diagnostics of magnetized low temperature plasma by ball-pen probe. *NUKLEONIKA*, 57(2), 297–300.
- Bousselin, G., Cavalier, J., Pautex, J. F., Heuraux, S., Lemoine, N. & Bonhomme, G. (2013). Design and validation of the ball-pen probe for measurements in a low-temperature magnetized plasma. *Review of Scientific Instruments*, 84, 0135051–0135058. doi:http: //dx.doi.org/10.1063/1.4775491



Slika 12.2: Lebdeči potencial sonde v odvisnosti od globine vstavitve sonde.

Vabilo na konferenco



Program konference

Konferenčni program Zgornja sejna soba, RIC 19. 2. 2015

8:45 - 9:00	Zbor udeležencev
9:00 - 9:15	Uvodni pozdrav - Luka Snoj, vodja odseka F8
	Fizika fisijskih reaktorjev (moderator Žiga Štancar)
9:15 - 9:30	Uvajanje reaktorske kinetike v program GNOMER - Vid Merljak
9:30 - 9:45	Homogenost sevalnega polja v okolici gorivnih elementov - Junoš Lukan
9:45 - 10:00	Nove obratovalne omejitve reaktorja TRIGA vezane na eksperimente in obsevanja - Anže Jazbec
10:00 - 10:10	Odmor
10:10 - 10:25	Pregled možnosti za gama obsevanje na reaktorju TRIGA - Klemen Ambrožič
10:25 - 10:40	Analiza odziva fisijskih celic na reaktorju TRIGA - Tanja Kaiba
10:40 - 10:55	Analiza odziva zunaj-središčnih jedrskih detektorjev reaktorja TRIGA - Žiga Štancar
10:55 - 11:05	Odmor
	Fizika fuzijskih reaktorjev (moderator Aljaž Čufar)
11:05 - 11:20	Izboljšave MCNP modela fuzijskega reaktorja JET - Rok Krpan
11:20 - 11:35	Generacija promptnih in zakasnelih žarkov gama v fuzijskem reaktorju JET - Dijana Makivič
11:35 - 11:50	Primerjava dveh metod za simulacijo DT generatorja nevtronov na osnovi pospeševalnika - Aljaž Čufar
11:50 - 13:00	Odmor za kosilo
13:00 - 13:15	Pot od CAD geometrije do Monte Carlo izračunov pri ITER projektih - Aljaž Kolšek (UNED)
	Fizika plazme (moderator Junoš Lukan)
13:15 - 13:30	Simulacija ionskega energijskega analizatorja - Gabrijela Ikovic
13:30 - 13:45	Diagnostika plazme z ball-pen sondo - Lino Šalamon
13:45 - 14:00	Zaključna diskusija (vprašanja, objava povzetkov)

Udeleženci konference

Ambrožič, K. Ćalić, D. Čufar, A. Draksler, M. Gačnik, L. Gyergyek, T. Henry, R. Holler, T. Ikovic, G. Jazbec, A. Kaiba, T. Kolšek, A. (video povezava) Kromar, M. Krpan, R. Kunšek, M. Lengar, I. Lukan, J. Makivić, D. Merljak, V. Mikuž, B. Oder, J. Snoj, L. Šalamon, L. Štancar, Ž. Tekavčič, M. Tiselj, I. Žefran, B.

Seznam avtorjev

Ambrožič, Klemen, 8 Čufar, Aljaž, 28 Ikovic, Gabrijela, 34 Jazbec, Anže, 6 Kaiba, Tanja, 14

Kolšek, Aljaž, 30

Krpan, Rok, 22

Lukan, Junoš, 4

Makivić, Dijana, 25 Merljak, Vid, 2

Šalamon, Lino, 37 Štancar, Žiga, 17