



اثرهای مکانی در تعیین مقدار راکتیویته و کاربرد مدل نقطه‌ای در راکتورهای قدرت

فاطمه فروغی*، ایگور بالاکین^۱، یوری ولکو^۲

۱- پژوهشکده چرخه سوخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، صندوق پستی: ۱۵۸۹-۸۱۴۶۵، اصفهان- ایران
۲- دانشگاه IAT، اوبننسک-روسیه

چکیده: هدف این پژوهش تعیین روشی است که به وسیله‌ی آن بتوان راکتورهای بزرگی هم چون VVER1000 را با مدل نقطه‌ای توصیف کرد و معادلات سینتیک نقطه‌ای را در آن‌ها به کار برد. با این روش می‌توان مقدار راکتیویته‌ی درون قلب راکتور را در حالت‌های گذرا با دقت بسیار خوبی به صورت لحظه‌ای بدون آن که بزرگی و ابعاد راکتور تأثیری در معادلات سینتیک راکتور و مقدار راکتیویته‌ی اندازه‌گیری شده داشته باشد، تعیین نمود. در این طرح نشان داده شده است که در راکتورهای بزرگ چنانچه در هر لحظه از زمان شار نوترونی درون قلب را برابر با شار بیشینه‌ی موجود در قلب راکتور در آن لحظه در نظر بگیریم، می‌توان راکتور را به صورت یک نقطه در نظر گرفت که شار نوترونی آن Φ_{max} است. در این پژوهش به بررسی طرح‌های دیگری هم که به وسیله‌ی آن‌ها بتوان راکتور را به صورت نقطه‌ای در نظر گرفت پرداخته شده و با طرح شار بیشینه مقایسه و نشان داده شده است که طرح شار بیشینه دقیق‌ترین و کاربردی‌ترین روش برای تقریب‌زدن یک راکتور با مدل نقطه‌ای می‌باشد.

واژه‌های کلیدی: راکتورهای قدرت، واکنش پذیری، وابستگی فضایی، سینتیک راکتور، معادلات سینتیک، شبیه‌سازی، مدل‌های ریاضی

Spatial Effects in Specifying Reactivity and Application of Point Model in Power Reactors

F. Foroughi*¹, I. Balakin², Y. Volkov²

1- Nuclear Fuel Cycle Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOL, P.O. Box: 81465-1589, Esfahan-Iran
2- IAT University, Obninsk-Russia

Abstract: The aim of this research is to specify a method by which large reactors can be described by point model, and point kinetic equations can be applied. By this method the in-core reactivity can be measured and the reactor size and dimensions do not have any effect on the kinetic equations and the measured reactivity. The effective multiplication factor of a reactor (k) is a value that is a function of time (not a function of location in the core). By solving the reactor modeling equations through which the dimensions of the reactor are considered, different values are obtained for k . If these values differ very much with each other, the spatial effects should be considered in measuring reactivity. These effects affect the needed time for showing the correct reactivity by reactimeter and eliminating these effects reduces aforesaid time. In this study it is shown that in large reactors if at any time we consider the in-core neutron flux equal to the maximum flux at that time, the reactor can be considered as a point. In this research the other schemes which specify the reactor reactivity are also studied, compared with the maximum flux scheme, and it is concluded that the maximum flux scheme is the most precise and applicable method that can be used to approximate a reactor as a point.

Keywords: Power Reactors, Reactivity, Space Dependence, Reactor Kinetic, Kinetic Equations, Simulation, Mathematical Models

*email: F_Foroughi@entc.org.ir



۱- مقدمه

k ، ضریب تکثیر مؤثر رآکتور، مقداری وابسته به زمان است که رفتار دینامیکی رآکتور را در هر لحظه از زمان به طور کامل مشخص می‌کند. مقدار k را می‌توان به وسیله‌ی تابع شار نوترونی اندازه‌گیری شده در درون قلب رآکتور در هر لحظه، و هم‌چنین با استفاده از مدل‌سازی (به دست آوردن معادلات) و تبدیلات مناسب (بسل و ...) و به کار بردن تقریب‌های مناسب در معادلات دیفرانسیلی سینتیک رآکتور تعیین کرد. در اندازه‌گیری رآکتیویته، رآکتیویته‌سنج‌هایی که براساس مدل معادلات سینتیک رآکتور رفتار می‌کنند به طور گسترده‌ای مورد استفاده قرار می‌گیرند. با حل این معادلات که در آن‌ها ابعاد رآکتور در نظر گرفته می‌شوند، مقادیر مختلفی برای k به دست می‌آید. این مقادیر به مقارن بودن اختلال وارد شده به رآکتور، هم‌چنین به نوع دستگاه اندازه‌گیری شار نوترون بستگی دارند. اگر مقادیر k محاسبه شده با هم اختلاف زیادی داشته باشند، لازم خواهد بود اثر مکانی در اندازه‌گیری رآکتیویته در نظر گرفته شود. با تقریب خوبی می‌توان توزیع شار نوترون را به صورت تابعی از زمان نوشت

$$\Phi(\vec{r}, t) = T(t)\psi(\vec{r}, t) \quad (1)$$

که در آن، $T(t)$ تابع دامنه و $\psi(\vec{r}, t)$ تابع شکل شار^(۱) است که با زمان، اندکی تغییر می‌کند.

به هر حال، اثرهای مکانی پس از گذشت مدت زمان کافی از وارد شدن اختلال در رآکتور، از بین می‌روند و رآکتیویته‌سنج‌ها، داده‌های درستی دریافت می‌کنند. بنابراین اثرهای مکانی بر خواص دینامیکی رآکتیویته‌سنج اثر می‌گذارند. به این معنی که این اثرها بر زمان لازم برای نشان دادن مقدار درست رآکتیویته تأثیر دارند. خنثی کردن اثر مکانی در اندازه‌گیری رآکتیویته، این زمان را کاهش می‌دهد و این کار هنگامی که محدوده‌ی تغییرات دینامیکی رآکتیویته‌سنج محدود است، یا تغییرات اندک رآکتیویته مورد نیاز می‌باشد، لازم است [۱]. سه راه برای کاهش خطای حاصل از اثرهای مکانی در اندازه‌گیری رآکتیویته وجود دارد:

- قرار دادن یک رآکتیویته‌سنج در مناسب‌ترین محل در قلب رآکتور،
 - قرار دادن یک رآکتیویته‌سنج در محلی دلخواه و انجام محاسبات برای تصحیح مقدار نشان داده شده، همراه با در نظر گرفتن تغییرات بازده دستگاه،
 - قرار دادن مجموعه‌ای از چندین رآکتیویته‌سنج (تقریباً به صورت زوج و مقارن) در قلب رآکتور.
- روش اول را تنها می‌توان در تحقیقات آزمایشگاهی به کار برد و در رآکتورهای قدرت انتخاب مکانی که برای قرار دادن تنها یک رآکتیویته‌سنج مناسب باشد با محدودیت بسیار همراه است.

روش دوم به حجم زیادی محاسبه نیاز دارد و علی‌رغم مزایای زیاد در مواقعی که سیستم در حال کار است قابل اجرا نیست. روش سوم روش قابل قبولی است و نسبت به روش‌های دیگر ارجح است. این روش در رآکتورهای امروزی (VVER, RBMK) همراه با سایر سیستم‌های کنترل موجود در درون قلب رآکتور به کار می‌رود. این سیستم نه تنها برای کنترل شکل توان در حالت پایا مورد استفاده قرار می‌گیرد، بلکه برای اندازه‌گیری‌های دینامیکی (حالت‌های گذرا) هم از آن استفاده می‌شود. در سطوح مختلف توان، استفاده از آشکارسازهای سیستم کنترل درون قلب رآکتور تنها راه‌اندازه‌گیری درست رآکتیویته در رآکتورهای بزرگ با اثرهای مکانی زیاد است.

۲- روش‌های تعیین رآکتیویته

برای ساده‌تر نمودن مسأله، معادله‌ی پخش نوترون را با درجه‌ی ۱ و رآکتور را بدون بازتابنده^(۲) در نظر می‌گیریم. هم‌چنین فرض می‌کنیم رآکتور در حالت پایا در لحظه‌ی $t=0$ دارای توزیع نوترونی $\Phi_0(\vec{r})$ است. اینک فرض می‌کنیم که به سبب یک جهش، در خواص مختلف رآکتور تغییر به وجود می‌آید. در این صورت می‌توان تابع زیر را نوشت

$$N(t) = \int \varphi^+(\vec{r})\phi(\vec{r}, t) dr \quad (2)$$



$$\rho_i = 1 + \frac{\Lambda}{\beta} \alpha_i - \sum_{k=1}^M \frac{\lambda_k \cdot u_{k,i}}{T_i} \quad (۴)$$

که در آن M تعداد گروه نوترون‌های تأخیری، و i شماره‌ی اندازه‌گیری است و

$$\alpha_i = \frac{1}{\Delta t} L_n \left(\frac{T_i}{T_{i-1}} \right)$$

$$u_{k,i} = u_{k,i-1} \cdot e^{-\lambda_k \cdot \Delta t} + \frac{a_k \cdot (T_i - T_{i-1}) \cdot e^{-\lambda_k \cdot \Delta t}}{(\lambda_k + a_k)}$$

T_i ، نتیجه‌ی اندازه‌گیری شار نوترونی در اندازه‌گیری شماره‌ی iام و

$$a_k = \frac{\beta_k}{\beta}$$

بقیه‌ی نمادهای به کار رفته، نمادهای متداول در محاسبات رآکتور می‌باشند.

در این روش برای تعیین T، از درون‌یابی نمایی مقادیر شار نوترونی به دست آمده از اندازه‌گیری استفاده می‌شود. این روش به این صورت است که علامتی از آشکارسازهای درون قلب رآکتور به رآکتیویته‌سنج فرستاده می‌شود و به روش بالا رآکتیویته محاسبه و به مقدار رآکتیویته‌های قبلی اضافه می‌شود.

روش دیگر آن است که در هر اندازه‌گیری نوترونی مقدار شار بیشینه را پیدا کنیم. در این روش فرض می‌کنیم معادله‌ی پخش نوترون در رآکتور بدون بازتابنده از درجه‌ی اول است و تغییرات دینامیکی به صورت یک جهش و در یک لحظه در رآکتور ایجاد می‌شود. در این صورت، رفتار زمانی رآکتور بعد از پایان تغییرات سطح مقطع (σ)های جذب^(۳) با معادله‌ی ترابرد نوترون به صورت زیر توصیف می‌گردد [۲]

$$D \Delta \Phi(x, t) + v \sum_f (1 - \beta) \Phi(x, t) - \sum_a (x) \Phi(x, t) + v \sum_f \sum_{i=1}^M \lambda_i \beta_i \int_{-\infty}^t e^{-\lambda_i(t-t')} \Phi(x, t') dt' = \frac{1}{V} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (۵)$$

که در آن، $\phi^+(\vec{r})$ تابع پیوسته‌ی مستقل از زمان است که بعد از ایجاد اختلال تعریف می‌شود و $\phi(\vec{r}, t)$ ، تابع فضا-زمان توزیع نوترون‌ها در رآکتوری با حجم V است.

با در نظر گرفتن فرضیات و معادلات بالا، $N(t)$ با هر $\phi(\vec{r}, t)$ رآکتور را با مدل نقطه‌ای معرفی می‌کند [۲]. روش بالا یکی از بهترین راه‌های از بین بردن اثرهای مکانی در تعیین مقدار رآکتیویته است و می‌توان با تقریب خوب $\phi^+(\vec{r})$ و $\phi(\vec{r}, t)$ را طوری تعیین نمود که پیوستگی در رابطه‌ی (۲) حفظ شود. متداول‌ترین روش‌ها برای تقریب $\phi^+(\vec{r})$ و $\phi(\vec{r}, t)$ روش زیر است.

فرض می‌کنیم $\phi(\vec{r}, t)$ را بتوان با تقریب بسیار خوبی با رابطه‌ی (۱) بیان کرد. بنابراین با توجه به رابطه‌ی (۲) می‌توان نوشت

$$T(t) = \frac{\int \phi^+(\vec{r}) \phi(\vec{r}, t) dr}{\int \phi^+(\vec{r}, t) \Psi(\vec{r}, t) dr} \quad (۳)$$

اگر رابطه‌ی (۱) دقیقاً برقرار باشد و تابع Ψ با زمان تغییر نکند، آن‌گاه $T(t)$ در نظریه‌ی سینتیک نقطه‌ای رآکتور کاملاً برقرار خواهد بود. با روش‌های عددی مختلف (به نام‌های A, B, C, D) می‌توان توابع $\phi^+(\vec{r})$ و $\phi(\vec{r}, t)$ را تقریب زد. بسیاری از متخصصان (مخصوصاً در روسیه) بر این عقیده‌اند که با جمع کردن مقادیری که رآکتیویته‌سنج‌ها در نقاط مختلف رآکتور نشان می‌دهند، اثر مکانی خنثی می‌گردد. این فرضیه به این معنی است که در رابطه‌ی (۲) تابع $\phi^+(\vec{r})$ را یک در نظر بگیریم. این روش را طرح E می‌نامیم [۳].

در هر لحظه می‌توان به طور هم‌زمان از همه‌ی مزایای سیستم‌های کنترل درون قلب رآکتور از طریق مقایسه‌ی نتیجه‌ی این سیستم‌ها با آشکارساز منفرد و خواص قابل توجه رآکتیویته‌سنج‌های عددی استفاده نمود. روشی که رآکتیویته‌سنج‌های عددی برای اندازه‌گیری رآکتیویته می‌توانند به کار گیرند، ممکن است به صورت زیر باشد. برای محاسبه‌ی رآکتیویته از نتایج اندازه‌گیری شار نوترونی در همسایگی از این الگوریتم استفاده می‌شود [۲].



$$\frac{\partial F(x,t)}{\partial x} = 0 \quad (9)$$

با مشتق‌گیری از رابطه‌ی (۸) می‌توان ملاحظه نمود که شرط $\frac{\partial F(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=y(t)} = 0$ در واقع همان شرط $\frac{\partial \Phi(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=y(t)} = 0$ است. رابطه‌ی بالا به این معنی است که چنانچه آشکارساز در مسیر $x=y(t)$ یعنی مسیری که مقدار شار بیشینه است قرار داده شود، رفتار رآکتور بسیار نزدیک به مدل نقطه‌ای خواهد بود. مشخص است که در این روش باید مختصات آشکارسازها را به گونه‌ای انتخاب نمود که در هر مرحله از اندازه‌گیری در شار بیشینه باشند، تا حداکثر بازدهی برای آشکارساز به وجود آید. این روش را که در آن ورودی رآکتیویته سنج در محل بیشینه‌ی شار نوترونی قرار می‌گیرد، روش F گویند.

۳- مدل سازی، نتایج

بررسی هر یک از روش‌های تعیین رآکتیویته ممکن است براساس مدل‌سازی اختلال‌های مختلفی که در رآکتور به وجود می‌آید و تغییر عوامل فیزیکی رآکتور که با k_{∞} مشخص می‌شوند، انجام گیرد. با مدل‌سازی مجموعه اختلال‌هایی که در رآکتیویته‌ی رآکتور به وجود می‌آیند و محاسبه‌ی رآکتیویته با استفاده از این اختلال‌ها، روش‌های خنثی کردن اثرهای مکانی را می‌توان مستقیماً مورد بررسی قرار داد. در مدل‌سازی عددی رآکتور این فرضیات در نظر گرفته می‌شوند: رآکتور یک بعدی، پخش سریع نوترون به طوری که ضریب پخش بتواند تقریباً مستقل از زمان در نظر گرفته شود، عدم حضور بازتابنده در دو انتهای رآکتور، و ۶ گروه نوترون تأخیری در مدل‌سازی، رآکتور به ۱۰۰ قسمت مساوی تقسیم می‌گردد و توابع پیوسته‌ی $\Phi(x_i,t)\varphi^+(x)$ در هر قسمت حساب می‌شوند. ۹۹ آشکارساز نوترونی (سیستم کنترلی مدل‌سازی شده‌ی درون قلب رآکتور) در قسمت‌های x_i (۱۰۰ و ۲) قرار دارند. آشکارسازهایی که شار نوترونی را ثبت می‌کنند، جریان‌هایی تولید می‌کنند که با $\Phi(x_i,t)$ برابر هستند.

نمادهای به کار رفته در این معادله، نمادهای متداول در محاسبات رآکتور می‌باشند. تابع پیوسته‌ی نوترونی هم چنین رابطه زیر را برقرار می‌کند

$$D\Delta\varphi^+(x) + \left[\frac{v\sum_f}{K} - \sum_a(x) \right] \varphi^+(x) = 0 \quad (6)$$

$\varphi^+(x)$ را به رابطه‌ی (۴) و $\Phi(x,t)$ را به رابطه‌ی (۵) اضافه می‌کنیم. حاصل عبارت دوم را از عبارت اول کم کرده، و از نتیجه‌ی به دست آمده $\Phi(x,t)\varphi^+(x)$ را کم می‌کنیم. رابطه‌ی زیر به دست می‌آید

$$F(x,t) = \frac{1}{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{k(1-\beta)-1}{\Lambda} - \frac{1}{\Lambda} \sum_{i=1}^M \lambda_i \beta_i \int_{-\infty}^t e^{-\lambda_i(t-t')} \frac{\Phi(x,t')}{\Phi(x,t)} dt' \quad (7)$$

که در آن

$$F(x,t) = D \left(\frac{\Delta \Phi}{\Phi} - \frac{\Delta \varphi^+}{\varphi^+} \right) \quad (8)$$

ملاحظه می‌شود که چنانچه $F(x,t) = 0$ باشد، رابطه‌ی (۷) به همان معادله‌ی مدل نقطه‌ای رآکتور تبدیل می‌شود.

بنابراین، چنانچه مسیری را برای x بیابیم که تابعی از t بوده، در رابطه‌ی $F(x,t) \Big|_{x=y(t)=0}$ صدق کرده، و آشکارسازها در مسیر $x=y(t)$ قرار بگیرند، مدل نقطه‌ای برای رآکتور را می‌توان به کار برد. چنانچه آشکارساز نوترونی در لحظه‌ی t در محل $y(t)$ قرار گیرد، دیگر اثر مکانی در اندازه‌گیری رآکتیویته وجود نخواهد داشت.

حال چنانچه رابطه‌ی $\Phi(x,t) = T(t)\varphi^+(x)$ برقرار باشد، آن‌گاه رابطه‌ی (۷) برای هر x صفر و معادله‌ی (۶) معادله‌ی سینتیک نقطه‌ای خواهد بود. اما اگر $\Phi(x,t)$ برابر $T(t)\varphi^+(x)$ نباشد، مسیری مثل $y(t)$ باید پیدا نمود که چنانچه در آن مسیر حرکت کنیم، رآکتور خیلی نزدیک به مدل نقطه‌ای رفتار کند و اثرهای مکانی به حداقل برسند. در این صورت در طول این مسیر $F(x,t)$ مقدار کمیته‌ی خود را خواهد داشت و رابطه‌ی زیر برقرار خواهد بود.



چنانچه نماد $*$ نشان‌گر هر یک از روش‌های اندازه‌گیری باشد، آن‌گاه خطاهای نسبی را می‌توان از رابطه‌ی $\Delta_* = \frac{\rho - \rho_*}{\rho}$ محاسبه کرد (در این رابطه ρ رآکتیویته محاسبه شده می‌باشد). چون تابع $J_0(t)$ معادله‌ی رآکتور نقطه‌ای را برقرار می‌نماید از این رو می‌تواند به عنوان یک معیار به کار رود و دقت روش‌های مدل‌سازی می‌تواند با این روش سنجیده شود. مدت زمانی که طول می‌کشد تا خروجی رآکتیویته سنج به مقدار نهایی خود با دقت مشخص Δ_*^T برسد با τ نشان داده می‌شود، و بیان‌گر خواص دینامیکی رآکتیویته سنج است [۱]. غالباً $\Delta_*^T = 5\%$ در نظر گرفته می‌شود [۴]، ولی برای هر روش زمان τ متفاوت است. از نظر دینامیکی بهترین روش اندازه‌گیری آن است که کوچک‌ترین مقدار τ را داشته باشد. در همه‌ی محاسبات، مقادیر زیر به کار برده می‌شوند [۴]

$$\Lambda = 10^{-3} \text{ sec}, \beta = 0.0065$$

هم‌چنین مشخصات نوترون‌های تأخیری برای شکافت ^{235}U به وسیله‌ی نوترون‌های گرمایی تعیین می‌شود. در مدل‌سازی $\Delta t = 0.01 \text{ sec}$ در نظر گرفته می‌شود. در مثال‌های عنوان شده مقادیری که برای k_∞ ، ϵ_1 ، ρ و ρ_0 محاسبه شده‌اند در جدول ۱ آمده است. در این جدول مقادیر انتخابی ϵ_1 برای حالت‌های ۳ تا ۵ به گونه‌ای انتخاب شده‌اند که رآکتیویته‌های رآکتورهای با اندازه‌های مختلف یکسان باشد. نتایج محاسبات برای حالت‌ها و روش‌های مختلف در جدول ۲ آورده شده است. در این جدول مقادیر ρ و هم‌چنین Δ متناظر با زمان $t = 1 \text{ sec}$ داده شده و τ برحسب ثانیه بیان شده است.

جدول ۱- حالت‌های مختلف برای رآکتور.

NO.	k_∞	ϵ_1	ϵ_2	ρ	ρ_0
۱	۱.۰۰۲	۰.۰۰۵	۰	-۰.۲۷۵	-۰.۳۸۴
۲	۱.۰۰۲	۰.۰۱۵	۰	-۰.۴۸۲	-۱.۱۵۰
۳	۱.۰۰۲	۰.۰۳۵	۰	-۰.۶۱۱	-۲.۶۹۰
۴	۱.۰۱	۰.۰۱	۰	-۰.۶۶۸	-۰.۷۶۲
۵	۱.۰۴	۰.۰۱۲۵	۰	-۰.۶۸۴	-۰.۶۸۷
۶	۱.۰۱	۰.۰۳	۰	-۱.۵۳	-۲.۲۸
۷	۱.۰۴	۰.۰۷۵	۰	-۴.۰۲	-۴.۱۲

در روش I_1 و I_2 ، رآکتور به دو قسمت مساوی تقسیم می‌شود که به این ترتیب دو رآکتور مجازی شکل می‌گیرد. دو تا از آشکارسازهای نوترونی با مختصات I_1 و I_2 انتخاب و برای اندازه‌گیری شار نوترونی در هر یک از این رآکتورها در نظر گرفته می‌شوند. همواره آشکارسازی که شار بیش‌تر نشان می‌دهد I_2 نامیده می‌شود. هم‌چنین در شروع اندازه‌گیری ($t=0$) مختصات شار نوترونی بیشینه $I_1=25$ و $I_2=50$ می‌باشد و به طور کلی در هر محاسبه، I_2 مناسبی به کار می‌رود. برحسب آن که k_∞ در هر یک از این رآکتورها چه قدر باشد، این رآکتورها این نام‌ها را به خود می‌گیرند: ($k_\infty=1.02$ ، بزرگ) و ($k_\infty=1.01$ ، متوسط) و ($k_\infty=1.04$ ، کوچک). تغییرات سطح مقطع‌های نسبی $\epsilon_j = \frac{\Sigma_{aj} - \Sigma_{a0}}{\Sigma_{a0}}$ به وسیله‌ی جهش‌هایی از نوع $\epsilon_1 > 0$ و $\epsilon_2 = 0$ در هر دو رآکتور، به وجود می‌آید و حالت‌های مختلف با در نظر گرفتن حداکثر تغییر در شار نوترونی و حداکثر اثر مکانی در اندازه‌گیری رآکتیویته (چنانچه وجود داشته باشند) مدل‌سازی می‌شوند.

شارهای نوترونی که با روش‌های مختلف اندازه‌گیری می‌شوند، عبارت‌اند از

$$\Phi(I_1, t), \Phi(I_2, t) \quad \text{طرح‌های } I_1 \text{ و } I_2$$

$$J_0 = \int_0^1 \Phi(x, t) \cdot \varphi^+(x) \cdot dx \quad \text{طرح صفر}$$

$$J_A = \frac{\int_0^1 \Phi(x, t) \Phi_0(x) dx}{\int_0^1 \Phi_0^2(x, t) dx}, J_B = \frac{\int_0^1 \Phi^2(x, t) dx}{\int_0^1 \Phi(x, t) \Phi_0(x) dx} \quad \text{طرح‌های A و B}$$

$$J_E = \int_0^1 \Phi(x, t) \cdot dx \quad \text{طرح E}$$

$$J_F = \max \Phi(x, t) \quad \text{طرح F}$$

در این طرح‌ها $\Phi_0(x)$ توزیع اولیه‌ی شار نوترونی است.

رآکتیویته‌های $\overline{\rho}_E(t)$ ، $\overline{\rho}_B(t)$ ، $\overline{\rho}_A(t)$ ، $\overline{\rho}_{I_2}(t)$ ، $\overline{\rho}_{I_1}(t)$ ، $\overline{\rho}_0(t)$ هم با توجه به این توابع و با استفاده از روش‌های عددی توسط رآکتیویته سنج تعیین می‌شوند.



جدول ۲- نتایج مدل‌سازی.

NO.	I_r	ρ	I_1	$I_2=50$	I_r	A	B	E	F
۱	۵۹	$\bar{\rho} = -0,275$	-۶۷۹	-۳۵۳	-۲۲۸	-۳۲۹	-۳۰۱	-۳۲۷	-۲۶۵
		$\Delta = 0,02$	-۱۴۸	-۲۸	۱۷	-۲۰	-۱۰	-۱۹	۳
		$\tau = 0,01$		>۲۰	>۲۰	>۲۰	۷	>۲۰	0,16
۲	۶۲	$\bar{\rho} = -0,482$	-۲,۰۸	-۰,۹۱۵	-۰,۴۱	-۷۷۶	-۵۹۸	-۰,۷۶	-۴۹۱
		$\Delta = -0,028$	-۳۳۳	-۹۰	۱۵	-۶۱	-۲۴	-۵۸	-۲
		$\tau = 0,03$		>۲۰	۲۰	>۲۰	>۲۰	>۲۰	0,13
۳	۶۵	$\bar{\rho} = -0,611$	-۵,۷	-۱,۷۸	-۵۳۴	-۱,۳	-۷۹۲	-۱,۲۵	-۶۸۰
		$\Delta = 0,022$	-۷۴۷	-۱۹۲	۱۳	۱۱۲	-۳۰	-۱۰۴	-۱۱
		$\tau = 0,01$		>۲۰	۱۶	>۲۰	>۲۰	>۲۰	۶,۶
۴	۵۶	$\bar{\rho} = -0,669$	-۹۹۷	-۷,۰۶	-۶۳۱	-۶۸۹	-۶۷۳	-۶۸۸	-۶۵۳
		$\Delta = -0,07$	-۴۹	-۶	۶	-۳	-۰,۸	-۳	-۲
		$\tau = 0,01$		۲	۲	0,15	0,04	0,13	0,07
۵	۴۹	$\bar{\rho} = -0,688$	-۷۴۴	-۶۸۹	-۶۸۴	-۶۸۸	-۶۸۸	-۶۸۸	-۶۸۹
		$\Delta = -0,6$	-۹	-۰,۷	0,05	-۰,۶	-۰,۶	-۰,۶	-۰,۷
		$\tau = 0,02$		0,2	0,19	0,20	0,19	0,20	0,20
۶	۶۲	$\bar{\rho} = -1,54$	-۳,۱۵	-۱,۸۶	-۱,۳۱	-۱,۷۶	-۱,۶۰	-۱,۷۴	-۱,۴۶
		$\Delta = -0,1$	-۱۰۵	-۲۱	۱۵	-۱۴	-۴	-۱۴	۴
		$\tau = 0,01$		>۲۰	>۲۰	>۲۰	0,22	>۲۰	0,03
۷	۵۱	$\bar{\rho} = -4,03$	-۴,۳۸	-۴,۰۵	-۴,۰۱	-۴,۰۴	-۴,۰۳	-۴,۰۴	-۴,۰۳
		$\Delta = -0,25$	-۹	-۰,۶	0,32	-۰,۳۳	-۰,۲۵	-۰,۳۲	-۰,۲۲
		$\tau = 0,1$		>۲۰	>۲۰	>۲۰	0,1	>۲۰	>۲۰

تغییرات سریعی دارد، ولی بعد از آن تغییرات خطا با زمان بسیار کند می‌شود و در خصوص اثرات مکانی در رآکتیویته تنها می‌توان از خطای سیستماتیک صحبت نمود.

طرح‌های A و E از نظر مقدار و تغییرات دینامیکی خطا تقریباً یکسان هستند، اما اگر اثرهای مکانی قابل توجه باشد، در رآکتورهای بزرگ (حالت‌های ۱، ۲ و ۳) و در رآکتیویته‌ی بزرگ در رآکتورهای متوسط (حالت ۶) دقت طرح B از دقت طرح‌های A و E تقریباً ۲ تا ۳ بار بیشتر است.

تغییرات دینامیکی توزیع شار نسبی برای حالت (۳) در شکل ۱ نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که در $t \rightarrow \infty$ این منحنی به توزیع $\Phi^+(x)$ نزدیک می‌شود. هم‌چنین $\Delta\%/(t)$ برای حالت (۲) در شکل ۲ رسم شده است. از جدول ۲ و شکل ۲ می‌توان به این نتایج رسید

- محاسبه‌ی ρ_0 با استفاده از روش J_0 خطای بسیار کوچکی دارد.
- در همه‌ی طرح‌ها در اولین ۱۰ الی ۲۰ محاسبه‌ای که بر روی اندازه‌گیری‌ها برای تعیین رآکتیویته انجام می‌شود (تقریباً در ۰,۱ الی ۰,۲ ثانیه‌ی اول) خطای تخمین مقدار رآکتیویته



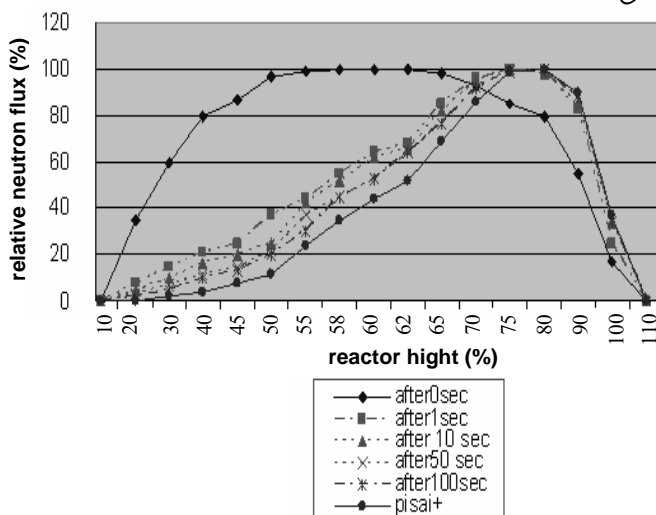
چنانچه اثرات مکانی کوچک باشد (راکتورهای متوسط و کوچک با راکتیویته‌ی کم)، تمام روش‌ها جواب‌های تقریباً یکسان با خطای کم خواهند داشت. اما چنانچه آشکارسازها در محل مناسبی نصب نشده باشند، حتی در این حالت هم خطا زیاد خواهد بود. مثلاً در روش I_1 و I_2 با انتخاب I_1 نامناسب (مقدار ρ_{T1} در جدول ۲) [۲]، خطا در راکتورهای کوچک و متوسط زیاد خواهد بود.

وقتی که راکتور بزرگ است و اثرات مکانی وجود دارد، در عین حال که راکتیویته‌ی بزرگی به راکتور تزریق می‌گردد، طرح F نمی‌تواند در زمان موردنظر (یک ثانیه بعد از تزریق راکتیویته)، راکتیویته را با دقت لازم تعیین کند (مثل مثال ۳ از جدول ۲). علت این امر آن است که قدر مطلق تابع $F(t)$ در معادله‌ی (۶) عدد بزرگی خواهد بود (حتی اگر شرایط معادله‌ی (۸) هم برقرار باشد). ولی در این حالت هم خطا از طرح‌های تحلیل‌شده‌ی دیگر ۳ بار کم‌تر است.

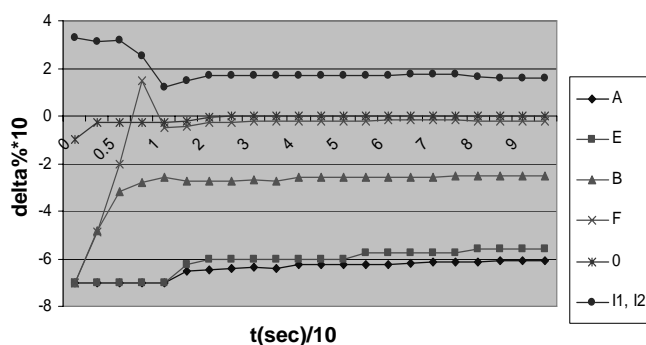
۴- نتیجه‌گیری

نتایج به دست آمده در این پژوهش روش‌های مختلفی را برای از بین بردن اثرات مکانی (چنانچه وجود داشته باشد) در اندازه‌گیری راکتیویته‌ی راکتورهای بزرگ چون RBMK و VVER 1000 پیشنهاد می‌کند.

برای شبیه‌سازی این روش‌ها معادلات دقیق سینتیک راکتور، که وابستگی فضایی را هم شامل می‌شوند، به کار رفته است. نتایج به دست آمده از این شبیه‌سازی‌ها، پیشنهادهایی برای روش‌ها و الگوریتم‌های مناسب هستند که استفاده از آن‌ها سبب کاهش خطای اثرهای مکانی (با حداکثر درجه) در اندازه‌گیری راکتیویته می‌شود.



شکل ۱- تغییرات دینامیکی توزیع شار نسبی (حالت ۳).



شکل ۲- خطای روش‌های مختلف (حالت ۲).

در راکتورهای بزرگ و متوسط، طرح F با توجه به اثرهای مکانی، دقیق‌ترین روش برای تخمین مقدار ρ ، با بهترین دینامیک در کاهش خطا است (حالت‌های ۱ تا ۳ و ۶). هم‌چنین خطای طرح F در مثال‌های ذکر شده، از طرح‌های دیگر ۲ تا ۳ بار کم‌تر است.

با به کارگیری طرح F در راکتورهای بزرگ که دارای اثرات مکانی هستند و با توجه به این که در طرح F همواره ورودی راکتیویته‌سنج شار نوترونی بیشینه است، محل آشکارساز همواره باید در محل شار بیشینه باشد. این روش، نسبت به روشی که در آن از مختصات I_1 و I_2 استفاده می‌شود و در آن $I_2=50$ (حالت بیشینه‌ی اولیه) و یا وقتی که در حالت نهایی بهترین I_2 در نظر گرفته می‌شود دارای خطای کم‌تری است.



پی نوشتها:

- ۱- Form Function
- ۲- Reflector

- ۳- Absorption Cross Sections

References:

1. K.L.E.A. Ferguson, "Development of improved data analysis method for reactivity measurements in large power thermal reactors," Nucl. Technol. V.29, N1, 37-52 (1976).
2. Казанский Ю.А. и др. к учето пространственных эффектов при измерении реактивности методом обращеного решения уравнение кинетики. Атомная энергия, T51, вып.6 (1981).
3. Шокодъко А.Г. Строгое уравнение кинетики реактора. Вопр. атомн. науки и техники. Сер.: Физика и техника ядерних и реакторов, 1988, вып.4 (1988).
4. Кипин дж. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.: Атомиздат (1967).