

‘99 춘계학술발표회 논문집  
한국원자력학회

몬테 카를로 방법을 이용한 원자로 동특성 인자에 대한 연구

Study on Reactor Kinetic Parameters Using Monte Carlo Method

서철교, 전병진, 이충성, 채희택, 김학노

한국원자력연구소  
대전광역시 유성구 덕진동 150

요약

몬테 카를로 방법을 사용하는 MCNP를 이용하여 주요한 원자로 동특성 인자인 즉발 중성자 붕괴상수 (prompt neutron decay constant)  $\alpha$ 와 유효 지발 중성자 분율 ( $\beta_{eff}$ )를 계산하였다.  $\alpha$ 를 계산하기 위하여 pulsed neutron source (PNS)법과 중성자 잡음분석법 (neutron noise analysis)의 하나인 auto-correlation 방법을 모의하였다. Godiva 임계 실험장치에 대해 두가지 방법으로 모의 계산한 결과는 서로 잘 일치하며, 실험값에 대하여 10%의 오차를 가진다. 하나로에 대해서는 PNS법으로 모의 계산하였으며, 중성자 잡음분석법으로 측정한 결과와 비교하였다. 여러 미임계 조건에 대하여 측정값과 계산값은 서로 잘 일치하며, 지발 임계에서  $\alpha_c$ 값에 대한 계산값 ( $73.21\text{sec}^{-1}$ )은 측정값( $73.78\text{sec}^{-1}$ )에 대해 -0.8%의 오차로 잘 일치한다.  $\beta_{eff}$ 를 계산하기 위해서 가지 방법을 사용하였다. 첫 번째는 즉발 중성자에 의한 임계도( $k_{prompt}$ )와 지발 중성자가 포함된 임계도( $k_{eff}$ )를 각각 계산하여  $\beta_{eff}$ 를 계산한 것이며, 두 번째 방법은 임계도( $k_{eff}$ )와  $\alpha$ 의 관계를 이용하는 것이다. 첫 번째 방법에 의한 Godiva 임계 실험장치의 실험값(0.0064)과 계산값(0.0064)은 잘 일치한다. 하나로에 대해서는 첫 번째 방법은 오차가 커서 적용하기 어렵고, 두 번째 방법에 의한 값 0.00784(표준편차: 0.00025)은 KINPARA로 계산한 값(0.00789)과 잘 일치하며 편차는 0.6%로 작다.

Abstract

The important reactor kinetic parameters - prompt neutron decay constant ( $\alpha$ ) and effective delayed neutron fraction ( $\beta_{eff}$ ), are calculated using the Monte Carlo code MCNP. calculate  $\alpha$ , the pulsed neutron source method (PNS) and the auto-correlation method, which is one of the neutron noise analysis methods are simulated. About Godiva critical apparatus the results from two methods agree well each other, the calculated values are within 10% compared to the experimental value. In the case of HANARO, PNS is simulated to calculate  $\alpha$  and compared with the measured results by the neutron noise analysis method. The calculated values agree well over various reactivity status, and the calculated value ( $73.21\text{sec}^{-1}$ ) at delayed critical, deviates about -0.8% with the measured value ( $73.78\text{sec}^{-1}$ ). methods are employed to calculate  $\beta_{eff}$ . The first method is to calculate it using  $k_{prompt}$  only prompt neutron and  $k_{eff}$  by total neutron. The second method is to use the relation between  $k_{eff}$  and  $\alpha$ . About Godiva critical apparatus, the calculated value (0.0064) by the

*first method agrees well with the experimental value (0.0064). In the case of HANARO, the first method is not good for its statistical error, the calculated value 0.00784 ( $\sigma:0.00025$ ) by the second method agrees within 0.6% with the value (0.00789) calculated with KINPARA code.*

## 1. 서 론

원자로에서 즉발 중성자 붕괴상수 (prompt neutron decay constant)  $\alpha$ 는 아래 식 (1)과 같이 즉발 중성자 밀도  $n_p(t)$ 의 시간적 거동을 나타내기 때문에 원자로 안전 측면에서 중요한 역할을 한다.

$$n_p(t) = n_p(0) e^{-\alpha t} \quad (1)$$

이 값은 다음 식 (2)와 같이 역 동특성법에 의해 반응도값을 측정하려고 할 때에 반응도 컴퓨터의 기본적인 인자 중의 하나로 사용되기 때문에 정확성이 요구된다.

$$\frac{\rho(t)}{\beta_{eff}} = 1 + \frac{A}{\beta_{eff}} \frac{1}{n} \left( \frac{dn}{dt} - \sum \lambda_i C_i - s \right) \quad (2)$$

즉발 중성자 붕괴상수는 Rossi-alpha라고도 하며 다음 식 (3)과 같이 정의된다[1].

$$\alpha = \frac{1 - k_{eff}(1 - \beta_{eff})}{l} = \frac{(1 - k_{prompt})}{l} = \frac{\beta_{eff} - \rho}{A} = \frac{\beta_{eff}}{A} \left( 1 - \frac{\rho}{\beta_{eff}} \right) \quad (3)$$

지발 임계에서의 1은  $A$ 와 같으므로 식 (3)은 다음과 같이 표시된다.

$$\alpha_c = \frac{\beta_{eff}}{l} = \frac{\beta_{eff}}{A} \quad (4)$$

이 붕괴상수를 계산하기 위하여 몬테 카를로 방법을 사용하는 MCNP를 이용하였다.  $\alpha$ 를 계산하기 위해 사용하는 대표적인 실험 방법인 pulsed neutron source (PNS)법과 중성자 잡음분석법 (neutron noise analysis)의 하나인 auto-correlation 방법을 MCNP로 모의 실험하였다.

핵분열에 의해 생성되는 지발 중성자는 1 % 미만이지만 유효 지발 중성자 분율 ( $\beta_{eff}$ )은 즉발 임계와 지발 임계에 대한 차이의 정도를 나타내기 때문에 중요하며 임계도 표시 방법의 전환인자로 사용되기도 한다. 하나로에서는  $\beta_{eff}$ 를 계산하기 위해서 WIMS-KAERI와 VENTURE의 계산 값을 입력으로 사용하는 KINPARA 코드가 이용되었다[2]. VENTURE가 사용하는 확산 방정식은 중성자 수송 방정식을 근사하여 풀지만 MCNP는 몬테 카를로 방법으로 중성자 수송방정식을 근사없이 풀므로 KINPARA 보다는 정확성을 가질 것으로 기대할 수 있다. MCNP는 계산 시간이 많이 걸리지만 KINPARA와 같이 프로그램을 작성하는 번거러움이 없기 때문에 편리하다.

## 2. 즉발 중성자 붕괴상수 계산

MCNP로  $\alpha$ 를 직접 계산할 수 없으므로 간접적인 방법을 사용해야 한다. 흔히 KCODE mode에서 계산되는 'prompt removal lifetime'  $\tau_r$  을 즉발 중성자 붕괴상수의 1로 오해하는 경우가 있다. 'prompt removal lifetime'은 MCNP에서 아래 식과 같이 정의되며 핵분열에서 생성되는 즉발 중성자가 탈출(escape), 포획(capture) 및 핵분열(fission)될 때까지의 평균적인 시간이다[3].

$$\tau_r = \frac{\int_V \int_0^\infty \int_E \int_\Omega \frac{\Phi}{v} dV dt dE d\Omega}{\int_V \int_0^\infty \int_E \int_\Omega \nabla \cdot J dV dt dE d\Omega + \rho_a \int_V \int_0^\infty \int_E \int_\Omega (\sigma_c + \sigma_f + \sigma_m) \Phi dV dt dE d\Omega} \quad (5)$$

핵분열이 일어나지 않는 'non-multiplying system'에서는 MCNP에서 계산되는 'prompt removal lifetime'이 즉발 중성자 붕괴상수의 1이 된다[3].

$$n_p(t) = n_p(0) e^{-t/\tau_r} \quad (6)$$

그러나 핵분열이 일어나는 원자로의 경우는 즉발 중성자의 시간적 밀도의 변화는 다음 식과 같이 'adjoint-weighted prompt removal time'  $\tau_r^+$ 에 따른다[3].

$$n_p(t) = n_p(0) e^{-(k_{eff} - 1)t/\tau_r^+} \quad (7)$$

MCNP는  $\tau_r^+$ 을 계산하지 않고  $\tau_r$ 을 계산하는데 'multiplying system'의 경우는  $\tau_r^+$ 와 상당히 다를 수 있으므로 계산된  $\tau_r$ 을 사용할 수 없다. MCNP의 다군 핵자료를 사용할 경우에는 MCNP도 'adjoint' 계산이 가능하지만 기하학적인 영역 분할로 'adjoint-weighted flux'를 얻어  $\tau_r^+$ 를 하는 것은 간단하지 않고 MCNP의 다군 핵자료는 계산하려는 원자로에 적합하다는 보장이 없다.

이에 따라  $\alpha$ 를 계산하기 위하여 MCNP의 시간 종속 (time dependent) 계산 기능을 이용하여 모의 실험을 하는 것이다. MCNP로 가능한 모의 실험 방법은 PNS법과 하나로에서 이용된 중성자 잡음분석법이 있다.

## 2.1 PNS법

PNS법의 기본적인 개념은 시간  $t=0$ 에서  $n_0$ 개의 중성자를 한꺼번에 발생시켜 중성자의 수를 짧은 시간 단위로 추적하는 것이다. PNS법에 사용되는 중성자원은 중수소 이온을 가속시켜 삼중수소가 있는 표적을 때리면  $D(T, n)He$  반응으로 생성되는 14MeV의 중성자이다. 한번에 발생되는 중성자의 수는 중성자 발생장치와 계측장치의 한계로 인하여 매우 적기 때문에 통계적으로 신뢰성이 있는 실험 결과를 얻을 수 없다. 일정한 시간 간격( $T$ )을 두고 일정한 길이( $d$ )의 중성자 펄스를 수 천개 발생시켜 각 펄스가 끝나는 시점을  $t=0$ 로 설정하여 각 펄스로 인한 노심내 중성자의 수를 시간 단위로 합하여 추적한다. 일정한 시간 간격은 노심마다 특성이 다르므로 노심에 맞게 설정하며 즉발 중성자가 완전히 붕괴하는 시간 이상이어야 하고 지발 중성자의 주기 이하이어야 한다[4]. 중성자 펄스는 보통 구형파로 발생시키며 펄스의 길이는 실험에 영향을 주지 않는 수  $\mu\text{sec}$ 정도로 충분히 짧게 설정된다.

MCNP로 즉발 중성자 붕괴상수를 계산하기 위해서는 이와 같은 실험을 모의하면 된다. MCNP의 시간 종속 계산은 'shake' 단위( $1 \text{ shake}=10^{-8}\text{sec}$ )로 출력되기 때문에 충분한 모의가 가능하다 [3]. 연속적으로 중성자 펄스를 발생시킬 필요없이 시간  $t=0$ 에서 모든 중성자가 생성된다고 모델하는 것이 간편하다. MCNP가 시간 종속 계산을 할 수 있다고 하더라도 핵분열에 의해 발생되는 지발 중성자는 실제와는 달리 핵분열 즉시 발생되므로 지발 중성자의 시간 종속 계산은 의미가 없으며 지발 중성자에 의한 효과도 없다. 즉발 중성자 붕괴상수를 구하고자 하므로 즉발 중성자만 생성시키면 지발 임계 이상에서도 계산이 가능하다. 중성자원의 발생 위치는 계산 결과에 상관이 없으나 누설을 적게 하여 계산 효율을 높이기 위하여 노심 가운데에 두도록 한다. 중성자원의 에너지는 실험과 같이 14MeV로 하도록 하며 등방 선원으로 한다. 중성자의 밀도는 시간의 함수로 나타내어도 마찬가지의 결과를 얻지만 실제 실험에서 중성자 밀도는 계측기로 측정되므로 계측기 와의 반응률로 나타내도록 한다. 실제의 계측기를 모델하여 반응률을 계산할 수 있지만 계산 효율이 떨어질 것이므로 전체 노심을 하나의 계측기로 모델하도록 한다. 실제의 계측기를 모델하는 것이 아니라 전체 노심의 중성자 밀도를 구해 계측기 매질의 단면적을 곱해주는 것이다. 시간  $t \sim t+dt$ 에서의 반응률은 아래 식 (8)과 같이 계산한다.

$$\int_V \int_t^{t+dt} \int_E \Phi(E) R_m(E) dV dE dt \quad (8)$$

여기서,  $R_m(E)$ 는 매질  $m$ 에 대한 MCNP 핵자료의 응답함수이다. 계측기는 핵분열 전리함이라 가정하고 노심내  $\Phi(E)$ 에 대한 핵분열 개수를 결과로 얻도록 한다.

위의 방법을 확인하기 위하여 Godiva 임계 실험장치에 대해 계산하였다. Godiva는 93.71w/o의 U-235로 만들어진 구형의 임계장치로 반사체가 없기 때문에 비교적 짧은 시간으로 계산이 가능하기 때문이다. 이 실험장치에 대한 계산결과를 나타내기 위해 시간 단위를 0.01 또는 0.02  $\mu\text{sec}$ 로 설정하였으며 결과를 그림 1에 나타내었다.

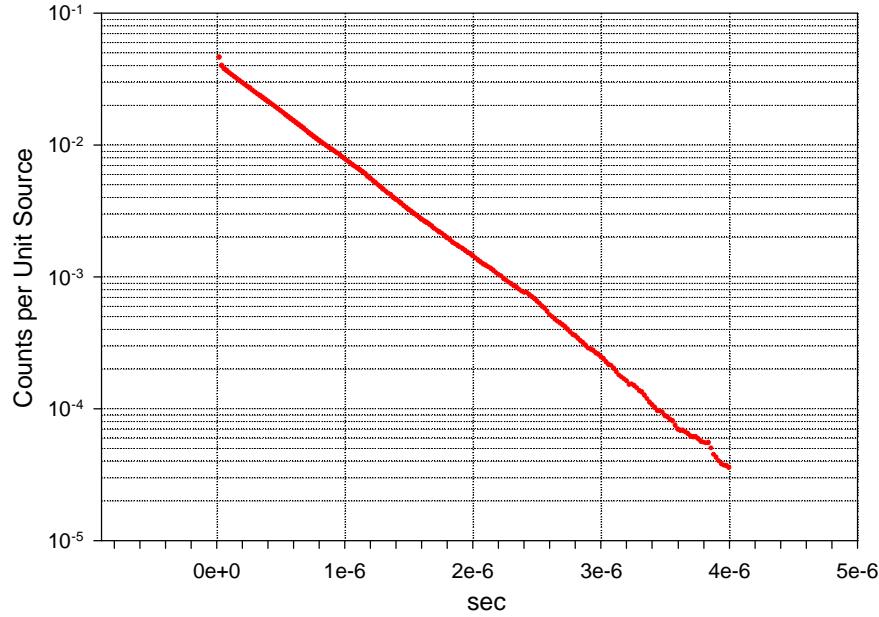


그림 1. Godiva에 대하여 PNS법으로 MCNP 모의 실험한 결과

그림 1의 MCNP 계산 결과로부터  $\alpha$ 를 얻기 위해서는 식 (1)에 'fitting'시켜야 한다. 실제 실험에서는 지발 중성자에 의한 'background'가 있기 때문에 식 (1)보다는 다음 식 (9)를 사용한다.

$$n_p(t) = n_p(0) e^{-\alpha t} + d \quad (9)$$

MCNP 계산에서는 지발 중성자의 효과가 없어  $d=0$ 이지만 수치적 안정성을 위해 식 (9)에 'fitting'하도록 한다. 그림 1의 결과로 'fitting'할 때의 'd'의 값은  $\pm 10^{-5}$  이하의 값이다. 그 모든 계산 결과가 이용되는 것이 아니라 'fundamental mode'가 아닌 앞 부분과 계산오차가 큰 뒷 부분을 제외하고  $0.01\sim2.0 \mu\text{sec}$  영역에 대하여 최소자승법으로 'fitting'하였다. MCNP 계산으로 얻은 즉발 중성자 붕괴상수는  $1.65 \times 10^6 \text{ sec}$ 로 Godiva의 실험값  $1.11 \times 10^6 \text{ sec}$ [5] 보다 크다. 즉발 중성자 붕괴상수는 식 (3)과 같이 임계도의 합수인데 MCNP로 계산된 임계도는 0.99776 (fsd: 0.00016)로 실험치( $1.000 \pm 0.001$ )와 차이가 있으므로 실험값과 직접적인 비교가 될 수 없다. 실험값과 비교하기 위해서 MCNP로 계산된  $\rho$ (-0.002245)와  $\beta_{eff}$ 의 실험값(0.0064)를 사용하여 식 (3), (4)로부터 지발 임계에서  $\alpha_c$ 를 얻어야 한다. MCNP로 계산된  $\alpha_c$ ( $1.22 \times 10^6 \text{ sec}$ )는 실험값( $1.11 \times 10^6 \text{ sec}$ )에 대해 10%의 오차를 가진다. 이 오차는 예상보다 큰 값인데 이 계산에 사용된 MCNP 입력은 참고 문헌 5에서의 것으로 가장 간단한 모델이기 때문에 실험장치를 완전히 모사하지 못한 것에 이유가 있을 것이다.

## 2.2 중성자 잡음분석법

MCNP로 중성자 잡음분석법을 모의하기 위해서는 중성자의 거동(생성, 충돌, 흡수, 핵분열 반응)을 실제와 같이 모의하여 계측기와의 반응인 흡수나 핵분열 반응을 시간의 합수로 추적해야 한다. 몬테 카를로법을 사용하는 MCNP에서는 중성자의 거동을 실제와 같이 모의하려면 많은 계산 시간이 필요하기 때문에 여러 가지 variance reduction 방법을 사용한다. PNS법에서는 중성자의 거동을 거시적 관점으로 관측하면 되므로 중성자 거동을 실제와 같이 모의할 필요가 없지만 중성자 잡음분석법으로  $\alpha$ 를 계산하기 위해서는 variance reduction 방법을 사용하지 않고 미시적 관점으로 실제 중성자 거동을 추적할 필요가 있다. 실제의 중성자 거동을 그대로 추적하기 위해서 implicit capture가 아닌 analog capture를 사용하였다. 계산에 의한 출력은 시간대 별로 핵분열

또는 흡수의 개수를 알아야 하기 때문에 tally에 의한 표준 출력을 사용할 수 없다. F8 tally는 핵분열에 의한 갯수를 셀 수 있지만 시간 독립이므로 사용할 수 없다. 이것을 해결하기 위하여 PTRAC card를 사용하였다. 이 카드의 사용은 중성자의 거동에 의한 자료가 정상적인 출력 파일이 외에 또 다른 출력 파일(PTRAC 파일)을 생성시키므로 중성자 잡음분석법에 필요한 정보를 이 파일에서 선택적으로 읽어들일 수 있다. 이 파일은 중성자 거동에 관한 모든 정보를 가지게 되면 파일의 크기가 엄청나므로 중성자 잡음분석법에서 반드시 필요한 자료만 선택적으로 출력시키도록 한다.

PNS법에서는 에너지 14MeV의 중성자가 delta 함수로 시간  $t=0$ 에서 모두 생성시켰다. 중성자 잡음분석법에서는 중성자원은 자발 핵분열로 생성된다고 가정하고 중성자원의 에너지는 Watt' fission spectrum으로  $t=0$ 에서  $t=T$ 까지 step function으로 발생시키도록 했다. Pulse train의 channel 갯수는 PTRAC 파일에서 시간에 대한 좌표가 5개의 유효숫자를 가지기 때문에 10만개로 한정된다. PTRAC 파일에 필요한 정보만 선택적으로 출력시키더라도 선택이 완전히 자유롭지가 못하기 때문에 큰 파일이 생성되며 10만개의 핵분열 에너지를 갖는 중성자원에 대해 약 2GB의 파일이 생성되었다. 10만개의 중성자원으로 충분한 정확성을 갖는 pulse train을 생성시킬 수 없으면 새로운 난수의 시작으로 반복해서 계산하면 된다. 10만개의 중성자원에 의한 시간에 따른 핵분열의 갯수는 그림 2에 나타내었다. PNS법과는 달리 MCNP 계산으로 얻은 그림 2를 직접 이용할 수 없다. 그림 2의 pulse train을 중성자 잡음분석법의 이론에 맞게 중성자의 요동으로부터  $a$ 와 관련된 정보를 추출해야 한다. 여러 가지 방법이 있지만 하나로와 서울 TRIGA Mark-II에서 사용된 방법 중의 하나인 auto-correlation을 사용하였다[6, 7]. Auto-correlation은 다음 식과 같이 표시할 수 있다[1].

$$P(\tau) = A + Be^{-\alpha\tau}, \quad (10)$$

$$\text{여기서, } A = F^2 \varepsilon^2 \Delta^2,$$

$$B = \frac{F\varepsilon^2 D_v \alpha \Delta^2}{2(\beta - \rho)A} = \frac{F\varepsilon^2 D_v \alpha \Delta^2}{2(\beta - \rho)^2}.$$

MCNP 계산으로 얻어진 PTRAC 파일로 부터 만들어낸 pulse train으로부터 계산되는 auto-correlation은 다음의 기본적인 식에 의한다[1].

$$P(\tau) = P(k\Delta) = \frac{1}{N-k} \sum_{i=1}^{N-k} C[i]C[i+k], \quad (11)$$

여기서,  $N$ 은 pulse train의 전체 채널의 개수이며  $k$ 는 채널의 간격이고  $C[i]$ 는 채널  $i$ 에서의 핵분열의 갯수이다.

10만개의 중성자원에 의한 각각의 auto-correlation은 그림 3에 나타내었다. 10가지의 서로 다른 난수(random number)에 의해 계산된 것으로 각각 확률론적인 오차가 크다는 것을 알 수 있다. 이 확률론적인 오차를 줄이기 위해 추가로 10가지에 대하여 계산하여 각 채널 별로 핵분열의 개수를 더하여 그림 4와 같이 확률론적으로 신뢰성있는 auto-correlation을 얻었으며 식 (10)에 fitting하여 다음의 값을 얻었다. 즉 2백만개의 중성자원으로 시간 간격  $10^{-8}\text{sec}$ 로 10만개의 채널로 만들어진 pulse train으로부터의 결과이다.

Parameter	Value	Standard Error	Standard Error(%)
$A$	96270.0	19.21	0.020
$B$	26790.0	133.20	0.497
$\alpha$	1641000.0	12530.00	0.764

Pulse train에서 전체 핵분열 수는 31,000,887이었으며 핵분열율  $F$ 는  $3.1000 \times 10^{10}$  fissions/sec이다. 위의  $A$ 에서 얻어진 핵분열율( $3.1027 \times 10^{10} \pm 4.3829 \times 10^8$  fissions/sec)과 통계적 오차 범위에서 잘 일치한다. PNS법에 의해 얻어진  $\alpha$ 의 값인  $1.650 \times 10^6$ 와 위의 중성자 잡음분석법에 의한  $1.641 \times 10^6$ 는 통계적 오차 범위에서 잘 일치한다.

이 방법은 PNS법 보다는 복잡하지만  $\alpha$ 뿐만 아니라  $A$  및  $B$ 의 값도 얻을 수 있으므로 중성자 잡음분석법에서의 실험결과를 해석하거나 이론적인 의문점을 해결하는데 유용하다. 하나로에서는 중성자 잡음분석법의 이론적인 식에 대한 의문점을 해결하는데 사용되었다[8,9].

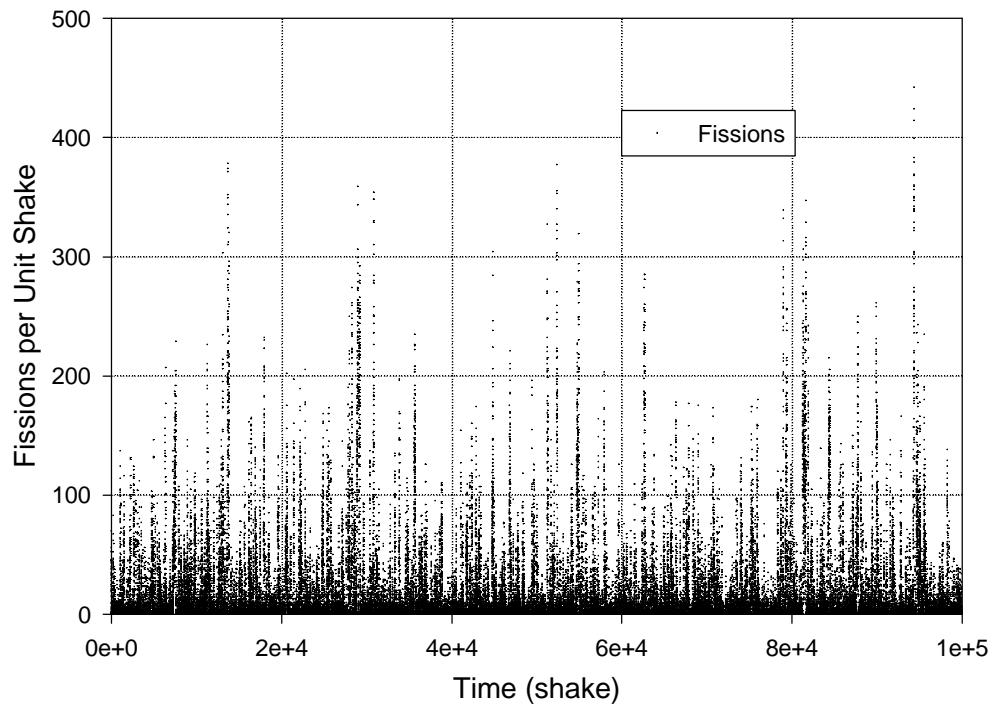


그림 2. 시간에 따른 핵분열의 개수

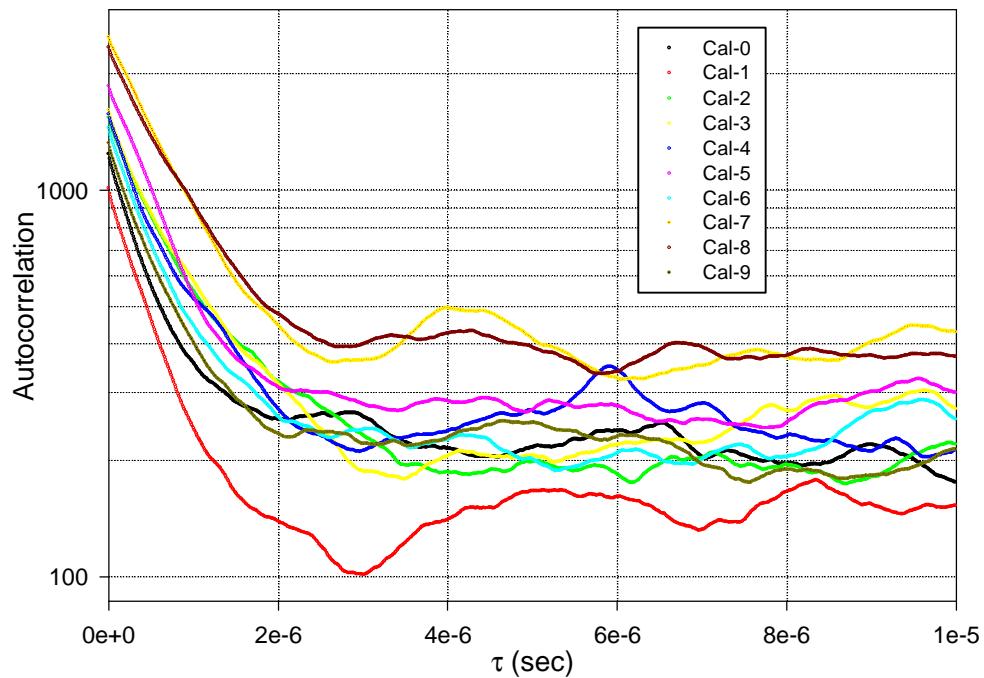


그림 3. 10만개의 중성자원에 의한 각각의 auto-correlation

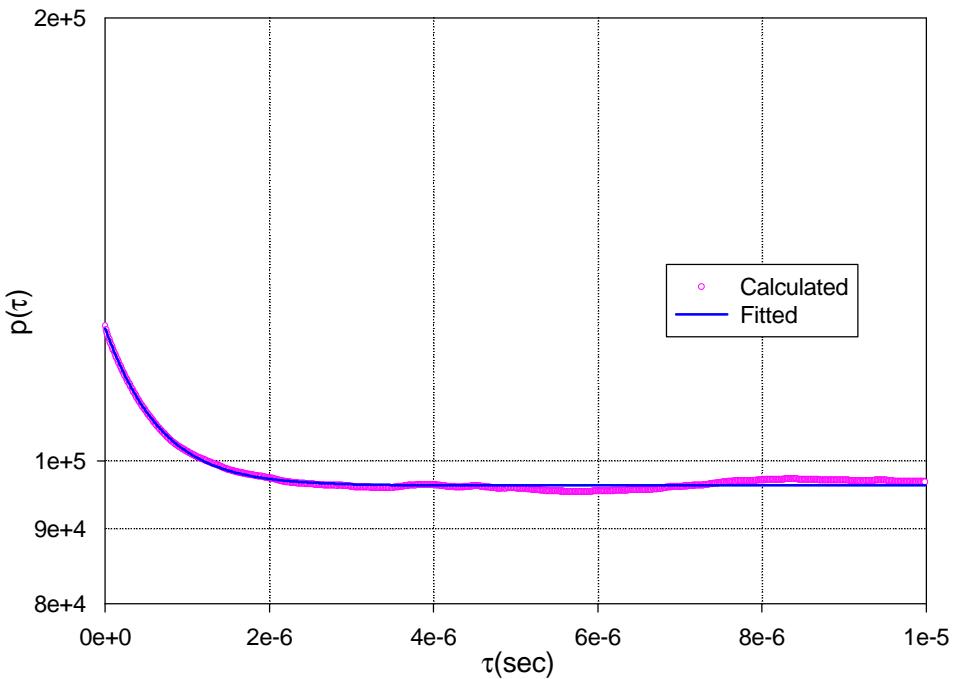


그림 4. 2백만개의 중성자원에 의한 auto-correlation

## 2.2 하나로에 대한 계산 결과

하나로의 중성자 잡음분석법에 의한 측정과 비교하기 위해서 여러 가지 미임계 조건으로 계산하였다. 계산 과정은 Godiva에 대한 것과 비슷하며 하나로는 열중성자로이기 때문에 시간 간격을 Godiva 보다 훨씬 긴 0.2msec 단위로 설정하였다. 필요한 계산시간은 미임계도마다 다르지만 ORIGIN 2000에서 약 5일 소요되었다. 중성자원 발생후 짧은 시간과 계산오차가 10% 이상으로 큰 부분을 제외한 7~20msec의 값을 'fitting'에 사용하였다. 제어봉이 완전히 삽입되어 있을 때 계산값과 'fitting'한 결과의 예를 그림 5에 나타내었다.

$\alpha$ 는 임계도의 함수이므로 MCNP로 임계도 계산을 동시에 하여 임계도의 함수로 실험값과 비교해야 한다. 측정은 지발 임계 근처에서 많이 이루어지고 미임계도가 작을 때의 측정된 반응도값이 매우 정확하므로 지발 임계에서  $\alpha$ 를 외삽(extrapolation)하여 구하는데는 문제가 없다. MCNP 계산은 확률론적인 오차를 가지고 있고 지발 임계 근처에서 계산된 임계도가 작을 때에는 임계도의 작은 오차에도 외삽하여 구하는 지발 임계에서의  $\alpha_c$ 는 차이가 많이 날 수 있다. 이것을 해결하기 위하여 지발 임계 이상의 지점에도 MCNP 계산을 하여 내삽(interpolation)하여 구하도록 하였다. 측정으로 지발 임계 이상에서  $\alpha$ 를 구할 수 없지만 MCNP 모의 실험은 가능하기 때문이다. 중성자 잡음분석법에 의한 측정과 PNS법을 이용하여 MCNP로 모의 실험한 결과는 그림 6에 비교하여 나타내었다. MCNP로 계산한  $k_{eff}$ 를 dollar(\$) 단위의 측정값과 같은 단위로 전환하기 위해서 KINPARA의  $\beta_{eff}(0.00789)$ 를 사용하였다. 두 가지 모두 3차식으로 'fitting'하여 지발 임계에서의  $\alpha_c$ 를 얻었으며 계산값(73.21)은 측정값(73.78)에 대해 -0.8%의 오차로 매우 잘 일치한다. 모든 미임계 조건에서 측정과 계산이 잘 일치하는 것은 MCNP로 구한  $\alpha$ 값이 정확하다는 것 외에도 KINPARA에 의한  $\beta_{eff}$ 가 정확하다는 것과 측정된 반응도값이 정확하다는 것을 의미한다.

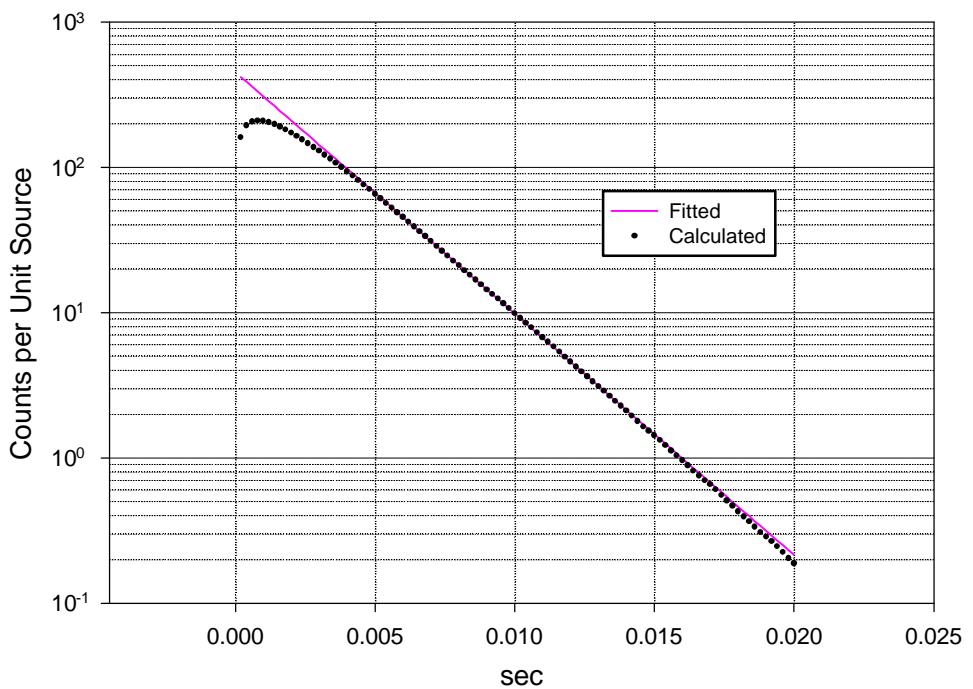


그림 5. 하나로에 대해 PNS법으로 MCNP 모의 실험한 값과 'fitting'한 결과  
(제이봉 위치 : 0.0mm)

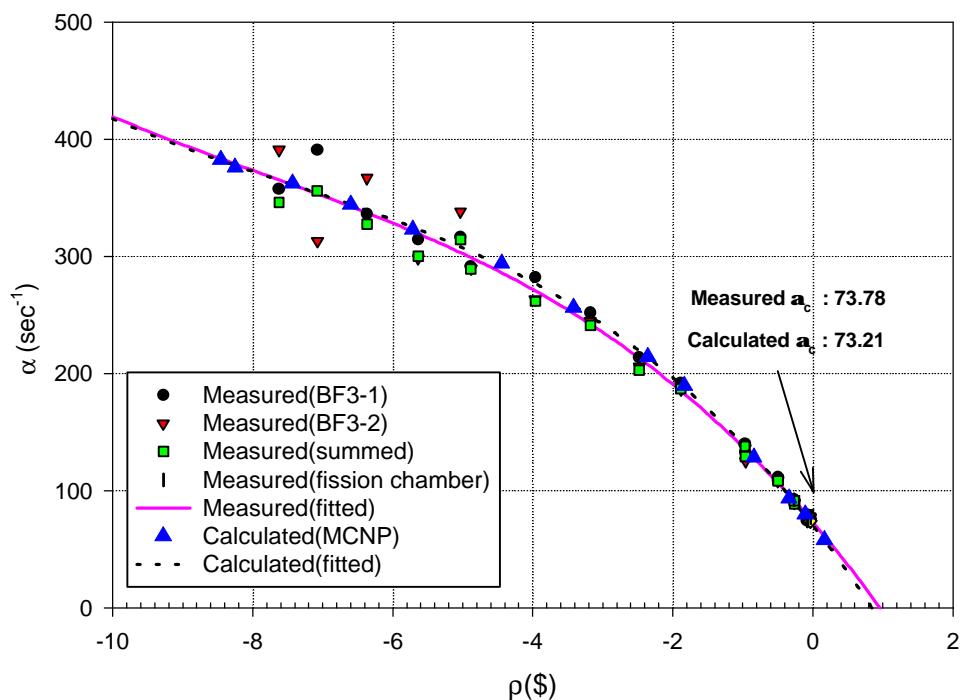


그림 6.  $\alpha$ 에 대한 측정값과 계산값의 비교

### 3. $\beta_{eff}$ 계산

MCNP를 이용하여  $\beta_{eff}$ 를 계산할 수 있는 방법은 2가지로 생각할 수 있다. 첫 번째 방법은 식 (3)에서 유도된 다음 식의 관계를 직접적으로 이용하는 것이다.

$$\beta_{eff} = \left(1 - \frac{k_{prompt}}{k_{eff}}\right) \quad (12)$$

KINPARA에서  $\beta_{eff}$ 는 다음 식을 사용하여 계산하기 때문에 'adjoint flux'의 계산값이 필요하였다[2].

$$\begin{aligned} \beta_{eff} &= \sum_{k=1}^k \beta_{eff}^k, \\ \beta_{eff}^k &= \frac{(\Phi_0^*, \mathbf{F}_{dk} \psi)}{(\Phi_0^*, \mathbf{F} \psi)}. \end{aligned} \quad (13)$$

그러나 핵분열에 의해 발생하는 즉발 및 지발 중성자에 의한 임계도와 즉발 중성자의 임계도를 구분하여 구할 수 있으면 식 (12)로  $\beta_{eff}$ 의 계산이 가능하기 때문에 식 (13)에서 필요한 'adjoint flux' 계산이 필요없다. MCNP의 KCODE mode에서 default로 계산되는 임계도는 핵분열에 의해 발생하는 즉발 및 지발 중성자가 모두 고려된  $\bar{\nu}_{total}$ 를 사용하기 때문에  $k_{eff}$ 이다. KCODE mode에서 즉발 중성자만 고려된  $\bar{\nu}_{prompt}$ 를 사용하는 경우는 계산되는 임계도는  $k_{prompt}$ 이다. 즉, MCNP를 사용하여  $\beta_{eff}$ 를 계산하고자 할 때는 식 (12)를 사용할 수 있다.  $\beta_{eff}$ 는 식 (12)에 의해 계산되므로 각 임계도의 표준 편차로부터  $\beta_{eff}$ 의  $\sigma_{\beta_{eff}}$ 값은 다음 식에 의해 계산된다.

$$\sigma_{\beta_{eff}} = \sqrt{\left(\frac{1}{k_{eff}}\right)^2 \times \sigma_{k_{prompt}}^2 + \left(\frac{k_{prompt}}{k_{eff}^2}\right)^2 \times \sigma_{k_{eff}}^2} \quad (14)$$

이와 같은 관계식을 이용하여 Godiva 임계 실험장치에 대하여  $\beta_{eff}$ 를 계산하였다.  $k_{eff}$ 는 0.99776(fsd: 0.00016)이고  $k_{prompt}$ 은 0.99137(fsd: 0.00017)로 식 (12)에 의해 계산되는  $\beta_{eff}$ 는 0.00(표준편차: 0.0002)이다. 표준 편자는 크지만 실험값 0.0064와 잘 일치한다.

하나로에 대해 미임계도가 큰 영역의 계산에 사용된 입자(particle)의 수는 1천만개(1만개/cycle 1450cycles, 450 inactive cycles)이다. 임계 근처에서는 더욱 많은 입자의 개수가 사용되었으 같은 제어봉 위치에서의 두가지 계산값은 서로 다른 난수의 시작점으로 계산한 것이다.  $\beta_{eff}$ 의 각 계산값의 표준 편자는 2~8% 영역에 있는데 제어봉 위치에 따라 계산값이 다르고 같은 제어봉 위치에서도 시작되는 난수에 따라 다르지만 2 σ(95%)의 통계오차 범위 내에 있다. 각 제어봉 위치마다 정확하게 계산하기 위해서는 더욱 많은 계산이 필요하다. 그럼 7에는 임계도( $k_{eff}$ )에 따른  $\beta_{eff}$ 의 값을 확률 범위(σ)로 표시하였다. 계산 오차가 커서 신뢰성이 떨어지며 제어봉 위치에 따른  $\beta_{eff}$ 의 변화를 보기에는 무리이다. 제어봉에 따른 변화가 없다고 가정한 전체 평균값은 0.00713(표준편차: 0.00011)로 KINPARA의 지발 임계에서의 계산값(0.00789)에 대하여 9.6% {=(MCNP/KINPARA-1) × 100} 작다.

두 번째 방법은 임계도( $k_{eff}$ )와  $\alpha$ 의 관계를 이용하는 것이다. MCNP를 이용하여  $\alpha$ 를 계산할 수 있으므로 식 (3)의 관계를 이용하여  $\beta_{eff}$ 를 계산할 수 있다. 즉 임계도( $k_{eff}$ )와  $\alpha$ 의 관계에서  $\alpha$ 가 0(영)이 되는 즉발 임계( $k_{prompt}=1$ )에서  $k_{eff}$ 를 얻을 수 있으므로 식 (3)으로  $\beta_{eff}$ 를 계산할 수 있다. 이 때는  $k_{prompt}$ 를 계산하지 않고 즉발 임계에서의 정확한 ' $k_{prompt}=1$ '를 사용하기 때문에 식 (3)에서  $\beta_{eff}$ 값의 계산 오차는  $k_{eff}$ 의 계산 오차와  $\alpha$ 의 계산 오차에 따른다. 이 방법은 임계도( $k_{eff}$ )과  $\alpha$ 의 관계가 얼마나 정확하게 계산되느냐에 따른다.  $\alpha$ 의 계산 오차는 임계도 계산에 비하여 비교적 짧은 시간에 정확하게 계산할 수 있기 때문에 유리하다. 또한 중성자 잡음 측정에서 측정에 의한 임계도( $\rho$ )와  $\alpha$ 의 관계가 얻어지므로 계산이 얼마나 정확한지를 알 수 있다. 2.1절에서

MCNP로  $\alpha$ 를 계산하여 실험값과 비교하였는데 반응도에 따른  $\alpha$ 값은 잘 일치하며 지발 임계에서  $\alpha_c$ 는 계산값과 측정값의 차이가 0.8%로 매우 잘 일치하고 있다. 따라서 MCNP로 임계도와  $\alpha$ 를 계산하여  $\beta_{eff}$ 를 추정하는 방식이 매우 신뢰성 있을 것으로 기대한다.

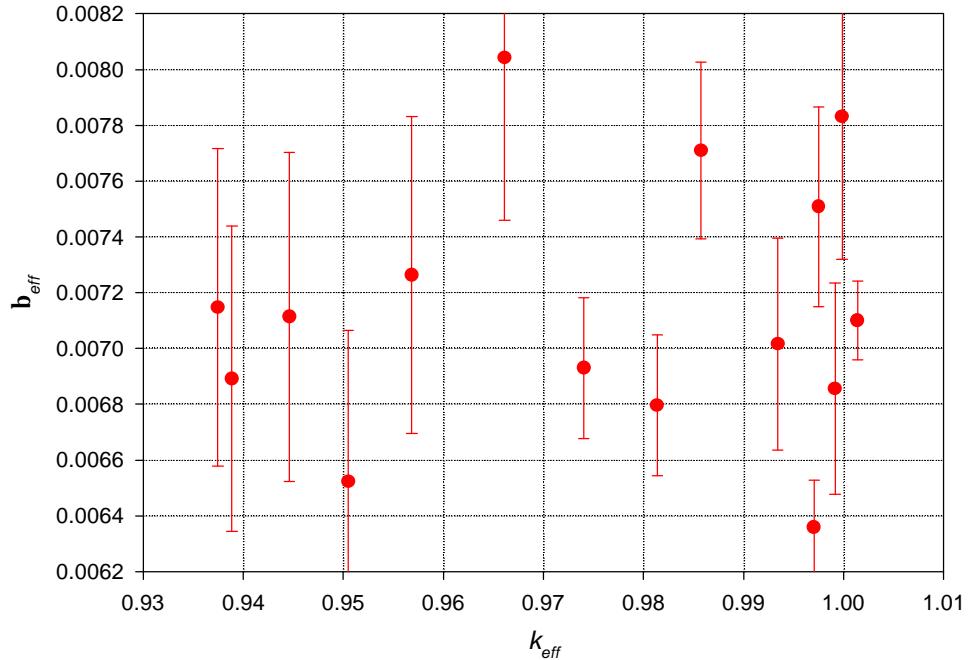


그림 7. MCNP로 계산한 임계도( $k_{eff}$ )에 따른  $\beta_{eff}$

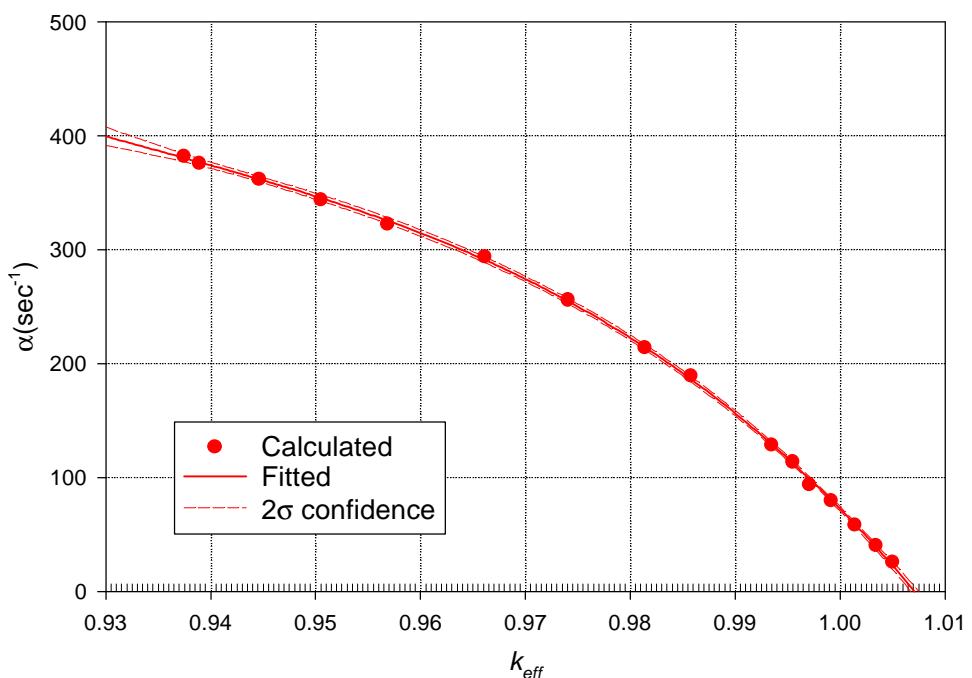


그림 8. MCNP로 계산한 임계도( $k_{eff}$ )에 따른  $\alpha$ 의 변화  
(3차식으로 fitting)

그림 6에서 임계도는 달러(\$) 단위로 표시되어 있는데  $k_{eff}$ 값으로 환산해야  $\beta_{eff}$ 를 얻을 수 있다. 실험에서 측정된 임계도는  $\rho($)$  단위이지만 MCNP 계산의 임계도는  $k_{eff}$ 값이다. 그림 6에서 단위 표시만 바꾸어  $\alpha$ 가 0(영)이 되는  $k_{eff}$ 값을 외삽하여 얻어야 하므로 오차가 크다. 이론적으로 즉발 임계 이상에서도  $\alpha$ 를 계산할 수 있지만 시간에 따라서 노심 내에 중성자의 수가 지수함수로 증가하기 때문에 현실적으로 계산이 어려울 것으로 판단하여 지발 임계와 즉발 임계 사이에 계산을 추가하여 외삽에 의한 오차를 줄일 수 밖에 없다.

그림 6의 측정값에서 3차식으로 fitting하는 것이 하나로의 임계도와  $\alpha$ 의 관계를 잘 나타내므로 3차식으로 fitting하여 즉발 임계에서  $k_{eff}$ 값을 구하도록 하였다.

그림 8에 대한 3차식 fitting은 최소자승법(least squares method)으로 얻은 결과이며 다음 식과 같다.

$$\alpha(k_{eff}) = -529525.8 \times k_{eff}^3 + 1484185.7 \times k_{eff}^2 - 1389181.3 \times k_{eff} + 434593.7 \quad (15)$$

식 (15)로부터  $\alpha$ 가 0(영)이 될 때의  $k_{eff}$ 값은 Newton-Raphson법을 사용하여 구했으며 1.007126이다. 식 (12)에 대입하여 얻은  $\beta_{eff}$ 값은 0.007075(표준편차: 0.00017)로 KINPARA의 계산값(0.00789)에 대하여 10.3%{=(MCNP/KINPARA-1)×100} 작다.  $\beta_{eff}$ 의 값은 임계도에 따라 크게 변하지는 않지만 이와 같은 방법으로 얻은  $\beta_{eff}$ 값은 어떤 특정한 임계도에서의 값이 아니다. 일반적으로 지발 임계 근처에서 임계도와  $\alpha$ 는 비례 관계를 가지므로 계산된 값을 1차식에 fitting시켜 얻을 수 있다. 실제 역 동특성법에 의해 반응도값을 측정할 때에 임계도는 약  $\pm 30\%$  이내에 있으므로 이 때의  $\beta_{eff}$ 는 1차식으로 fitting하여 얻는 것이 바람직하다. 그림 9에서는 지발 임계 근처에서의 값으로 외삽하여  $\alpha$ 가 0(영)이 될 때의  $k_{eff}$ 값을 구했으며 1.00790(표준편차: 0.00025)이다. 식 (12)에 대입하여 얻은  $\beta_{eff}$ 값은 0.00784(표준편차: 0.00025)로 KINPARA의 계산값에 대하여 0.6% 작다.

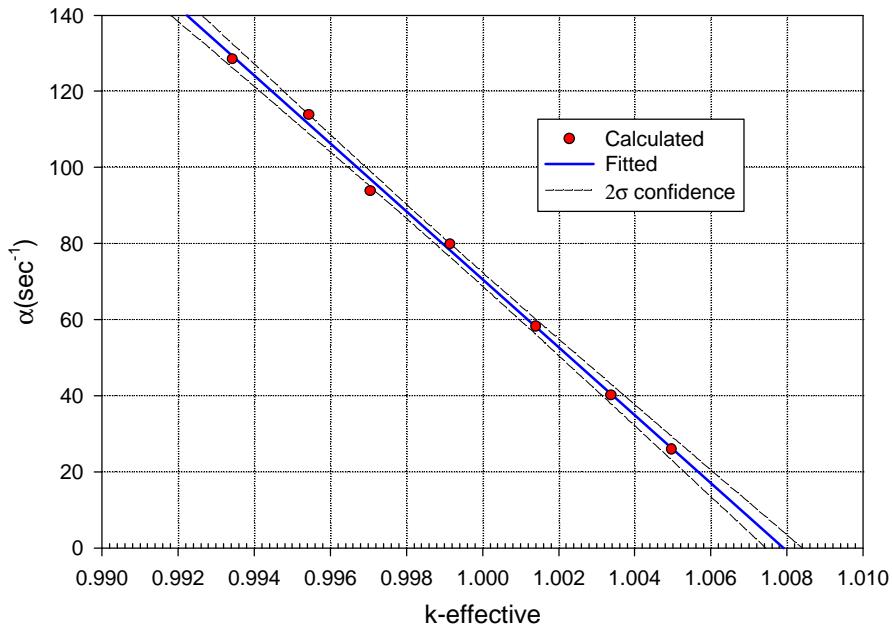


그림 9. MCNP로 계산한 임계도( $k_{eff}$ )에 따른  $\alpha$ 의 변화  
(1차식으로 fitting)

#### 4. 결론 및 토의

중성자 수송 방정식을 근사하기 않고 해를 구하는 MCNP를 이용하여 주요한 원자로 동특성 인자인 즉발 중성자 붕괴상수  $\alpha$ 와 유효 지발중성자 분율  $\beta_{eff}$ 를 계산하였다.  $\alpha$ 를 계산하기 위하여 PNS법과 중성자 잡음분석법의 하나인 auto-correlation 방법을 모의하였다. Godiva 임계 실험장치에 대해 두가지 방법으로 모의 계산한 결과는 서로 잘 일치하였으나, 실험값에 대하여 10%의 오차를 가진다. 이 오차는 Godiva 임계 실험장치를 너무 간단하게 모델함으로써 발생하는 것으로 추정된다. PNS법이 중성자 잡음분석법을 모의하는 것보다 더욱 편리하였다. 각각의 방법으로 MCNP를 이용하여 모의 실험을 할 수 있으므로 각 실험에서 여러 가지 실험 및 이론적인 의문점을 해결하는데 이용될 수 있을 것이다.

모델의 편리성에 따라 하나로에 대해서는 PNS법으로 모의 계산하였으며 중성자 잡음분석법으로 측정한 결과와 비교하였다. 여러 미임계 조건에 대하여 측정값과 계산값은 서로 잘 일치하며 지발 임계에서  $\alpha_c$ 값에 대한 계산값( $73.21\text{sec}^{-1}$ )은 측정값( $73.78\text{sec}^{-1}$ )에 대해 -0.8%의 오차로 매우 잘 일치한다. 여러 미임계 조건에서 서로 잘 일치하는 것은 MCNP로 구한  $\alpha$ 값이 정확하다는 것 외에도 KINPARA에 의한  $\beta_{eff}$ 가 정확하다는 것과 측정된 반응도값이 정확하다는 것을 의미한다. 하나로에서 중성자 잡음 측정 결과는 임계도에 따라  $\alpha$ 가 비례 관계를 가지지 않는 비선형성을 나타내었는데[7], MCNP 모의 실험 결과 이것은 하나로 고유의 특성임을 알 수 있었다[10].

MCNP로  $\beta_{eff}$ 를 계산하기 위해서 두가지 방법을 사용하였다. 첫 번째는 즉발 중성자에 의한 임계도( $k_{prompt}$ )와 지발 중성자가 포함된 임계도( $k_{eff}$ )를 각각 계산하여  $\beta_{eff}$ 를 계산한 것이며, 두 번째 방법은 임계도( $k_{eff}$ )와  $\alpha$ 의 관계를 이용하는 것이다. 첫 번째 방법에 의한 Godiva 임계 실험장치의 실험값(0.0064)과 계산값(0.0064)은 잘 일치한다. 하나로에 대해 첫 번째 방법은 오차가 커서 적용하기 어려웠다. 두 번째 방법에 의한 값 0.00784(표준편차: 0.00025)은 KINPARA로 계산한 값(0.00789)과 잘 일치하며 편차는 0.6%로 작다. KINPARA와는 다른 방식으로  $\beta_{eff}$ 를 계산하여 서로 잘 일치하는 결과를 얻었으므로 KINPARA의 정확성이 간접적으로 확인되었다.

문테 카를로 방법을 이용한 원자로 동특성 인자의 계산은 많은 계산 시간이 필요하지만 계산 방법은 간단하다. 컴퓨터가 급속하게 발전하고 있으므로 앞으로는 보다 정확하고 쉽게 계산할 수 있는 방법이 될 것이다.

#### 감사의 글

본 연구는 과학기술부의 원자력 연구개발 사업의 일환으로 수행되었기에 감사의 뜻을 표한다.

#### 참고 문헌

1. Robert E. Uhrig, "Random Noise Technique in Nuclear Reactor System," The Ronald Press Co., USA, 1985.
2. W. S. Park, et al., "Development of KINPARA Code for the Kinetics Parameter Generation of KMRR Core," KAERI/TR-318/92, KAERI, 1992.
3. J. F. Briesmeister (editor), "MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code," LA-12625-M, Los Alamos National Lab., 1993.
4. Fred A. Kloverstrom and Ted T. Komoto, "Pulsed Neutron Source Studies of Graphite Enriched Uranium System," UCRL-5477, 1959.
5. OECD. NEA, "International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments," NEA/NSC/DOC(95)03/II, Vol. II.a, OECD. NEA, 1995.
6. Byung Jin Jun, et al., "PC-Based Random Neutron Process Measurement in a Thermal Reactor," *Journal of the Korean Nuclear Society*, Vol. 22, 1, March, 1990.
7. 서철교, "중성자 잡음 측정," 시험종료보고서, 한국원자력연구소, TP-RPT-C-04, 1996.

8. 전병진, “Autocorrelation 모의 계산을 통한 Rossi-  $\alpha$  이론 검토”, 한국원자력연구소, 내부통신문, HAN-RO-CR-99-02, 1999. 2. 18
9. 서철교, “MCNP를 이용한 중성자 잡음분석법 모의 계산,” 한국원자력연구소, 내부통신문, HAN-RR-CR-99-022, 1999. 3. 15.
10. 서철교, “MCNP로 계산한 즉발 중성자 붕괴상수(  $\alpha$  ),” 한국원자력연구소, 내부통신문, HAN-RR-CR-98-078, 1998. 12. 11