

## CERN이 제안한 미임계 평형 원자로에 대한 소고

노태완, 이지영, 이재중  
홍익대학교  
서울특별시 마포구 상수동 72-1

### 요 약

양자가속기를 외부 중성자 공급원으로 하여 미임계 운전을 가능하게 하고 토륨을 핵연료로 사용하므로 장주기 핵종과 핵무기 재료물질의 발생량을 현저히 줄일 수 있는 새로운 노형인 energy amplifier에 대한 연구가 CERN을 중심으로 활발히 진행되고 있다. 본 연구에서는 토륨주기에 대하여 고정 중성자속 조사에 의한 핵분열 및 방사붕괴에 관한 모델을 정립하여 다수의 연립선형 미분방정식으로 구성하여 Runge Kutta 5-6차 자동시간 간격 수치해법을 이용하여 계산하였다. 결과는  $10^{14}$ 의 고정 중성자속에 대하여 충분한 U233의 생산이 평형상태에 도달하고 장주기 핵종도 우라늄 주기에 비하여 현저히 줄어듦을 보이므로 가속기를 이용한 토륨 핵연료 주기의 타당성을 확인하였다.

### 1. 핵연료 주기 (nuclear fuel cycle)

#### 1.1 우라늄 주기(uranium cycle)

이론적으로 증식(breeding)이 가능한 핵연료 주기에는 우라늄주기와 토륨주기가 있다. 먼저 현재의 원자력 에너지의 기본이 되는 우라늄주기는 천연 우라늄의 0.7w/o를 차지하고 자연계에 존재하는 유일한 핵분열성 동위원소인 U235를 핵분열에 이용하고 나머지 U238은 그림 1과 같이 중성자를 흡수, 베타붕괴를 거쳐 또다른 핵분열성 물질인 Pu239로 변환한다. 우라늄주기에 관한 연구로는 Pu239증식을 위한 고속증식로 (LMFBR: Liquid Metal Fast Breeder Reactor)는 핵연료 증식을 목적으로 하지는 않으나, 기존 가압경수로의 방출 핵연료를 중수로에 재사용하는 DUPIC (Direct Use of spent PWR fuel In CANDU), 사용후 핵연료에 잔존하는 플루토늄과 우라늄을 적절히 분배한 핵연료인 MOX(Mixed-Oxide) 핵연료 등에 관한 연구가 국내 주도로 활발히 진행되고 있으나 이들은 한정적인 자원인 U235와 사용후 핵연료의 양을 줄일 수 있다는 측면에서는 매우 긍정적이기는 하지만 부가적으로 생성되는 Pu239의 핵무기 전용 가능성, 수반되는 장주기 핵종 발생, 임계운전에서 야기되는 사고 가능성 등에 대한 근본적인 해결책은 되지 못한다.

#### 1.2. 토륨주기(thorium cycle)

또 다른 핵연료 주기인 토륨주기는 그림2에서 보는 바와 같이, Th232가 중성자를 흡수하여 인공적인 핵분열성 물질(fissile)인 U233을 생산한다. 토륨은 자연계에서 단일 동위원소인 Th232로 존재하며 이는 핵분열성 물질이 아니다. 원자력 초기 개발 단계에서는 토륨주기에 대하여 U235를

seed로 Th232를 blanket으로 사용하여 U233의 증식을 유도하는 연구가 활발히 진행되었으나 U233의 중성자 생성 대 흡수비 (ratio of secondary neutrons per a neutron captured) 값이 Pu239에 비하여 상대적으로 작고, 토륨주기 과정에서 생기는 중간 물질의 고 방사성 문제로 인한 화학공정상의 어려움으로 널리 이용되지는 못했다.

## 2. Energy Amplifier

위에서 언급한 바와 같이 Th233/U233 핵연료 주기를 이용함에 있어 외부 중성자 공급원이 필요한데, 이를 위해 입자 가속기 (particle accelerator)를 사용하는 방안이 최근 CERN을 중심으로 연구되고 있다. 가속기를 이용하여 중성자를 발생시켜 원자로에 제공하는 경우 미임계 평형 (subcritical equilibrium) 운전이 가능하여 초임계에 의한 power excursion이 근본적으로 불가능하다. 이러한 개념은 high energy physics 분야에서 광범위하게 사용되는 calorimeter의 원리에 기인한다. 무거운 원소와 scintillator의 혼합물질로 이루어져 있는 calorimeter는 가속기에 의하여 입사되는 hadron (protons, heavy nuclei) beam과 target nuclei와의 충돌로 인한 breakingup 현상에서 발생하는 에너지를 측정하는 장치이다. 이러한 장치에 핵분열 물질을 첨가하여 핵분열에 의한 에너지 증폭을 유도하여 가속기에 소요되는 이상의 에너지를 생산한다는 의미에서 energy amplifier라 불린다. 토륨주기의 단점으로 지목되는 중성자 부족현상은 가속기에 의하여 외부로부터 공급되어 Th232/U233 변환이 실질적으로 가능하고, 이 원리는 기본적으로 U238/Pu239 변환에도 적용될 수 있다. CERN의 주장에 의하면 energy amplifier에 사용되는 100Mev-1Gev급의 가속기는 입자 물리 분야에서 광범위하게 사용되는 것으로 별다른 기술개발 없이 그대로 사용할 수 있다. 뿐만 아니라 energy amplifier의 중성자속의 영역이 약  $10^{14}$  neutrons/cm<sup>2</sup>·sec인데 이는 기존 상용로의 중성자속과 거의 일치하므로 원자로 재료 문제와 같이 이제까지 상용로에 대하여 연구 개발된 기술을 그대로 사용할 수 있다. 본 연구에서는 제안된 energy amplifier에서 토륨 핵연료가  $10^{14}$ 의 중성자속에 의하여 조사될 때 각종 원소의 중성자 흡수 및 분열, 자체 반감기에 의한 붕괴사슬을 수학적으로 모델링하고 이를 수치적으로 해결하여 그 변화를 본다.

## 3. Th232 붕괴사슬의 수학적 모형

### 3.1 Th232 붕괴사슬(decay chain)

그림 2은 열중성자 영역에서의 Th232의 자세한 핵반응 및 붕괴과정을 나타낸다. 붕괴사슬과 함께 해당 원고의 중성자 반응 단면적, 반감기가 나타나 있다. 그림 2의 사슬을 미분방정식으로 나타내면

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_1(t)}{dt} &= -\sigma_{1c}\phi N_1(t) \\
 \frac{dN_2(t)}{dt} &= \sigma_{1c}\phi N_1(t) - (\sigma_{2c}\phi + \sigma_{2f}\phi + \lambda_{2,\gamma})N_2(t) \\
 &\dots \\
 \frac{dN_{22}(t)}{dt} &= \lambda_{19,22}N_{19}(t) + \sigma_{21c}\phi N_{21}(t) - \sigma_{22c}\phi N_{22}(t)
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

과 같이 22개 원소를 미지함수로 하는 연립 선형 미분 방정식을 이룬다. 여기서  $N_i(t)$ 는 붕괴사슬에서 왼쪽에서 오른쪽으로 위에서 아래 순서로 매겨진 원소의 상대량(fractional content)을 나타내며,  $\phi$ 는 조사되는 중성자속[ $\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ ],  $\sigma_{ic}$ ,  $\sigma_{if}$ 는 각각  $i$ 번째 원소의 방사포획 단면적(radiative capture c.x.), 핵분열 단면적(fission c.x.)을 나타내고,  $\lambda_{i,j}$ 는 원소  $i$ 에서 원소  $j$ 로의 붕괴상수(decay constant =  $\ln 2/t_{1/2}$ )이다. 식(1)을 간단히 하기 위하여 양변을  $\phi$ 로 나누고 새로운 변수

$$d\tau = \phi dt \quad (2)$$

를 정의하면 식(1)은

$$\begin{aligned} \frac{dN_1(\tau)}{d\tau} &= -\alpha_1 N_1(\tau) \\ \frac{dN_2(\tau)}{d\tau} &= \alpha_1 N_1(\tau) - \alpha_2 N_2(\tau) \\ &\dots \\ \frac{dN_{22}(\tau)}{d\tau} &= \alpha_{22} N_{19}(\tau) + \beta_{22} N_{21}(\tau) - \gamma_{22} N_{22}(\tau) \end{aligned} \quad (3)$$

로 간단히 된다. 여기서  $\alpha_i$ ,  $\beta_i$ ,  $\gamma_i$ 는 식(1)로부터 쉽게 구해지는 상수이다. 예를 들면

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \sigma_{1c}, \dots, \alpha_{22} = \sigma_{21c}, \beta_{22} = \frac{\lambda_{19,22}}{\phi}, \gamma_{22} = \sigma_{22c} \quad (4)$$

이다. 식(3)에 대한 초기 조건은 순수하게 토륨 핵연료만을 장전한 것으로 가정하여

$$N_1(0) = 1, \quad N_i(0) = 0 \quad (i=2, \dots, 22) \quad (5)$$

로 하였다. 식(3)은 22개의 미지함수가 서로 복잡하게 연결되어 있어 그 해석해를 구하는 일이 현실적으로 불가능하다. 또한 수치해를 구하더라도,  $\phi = 10^{14} \text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$  정도의 중성자속 아래에서 적어도 10년(약  $3.15 \times 10^8 \text{sec}$ )에 걸친 핵연료의 조성 변화를 보기 위해서는, 식(2)의 양변을 적분하고  $\phi$ 를 상수로 가정하면

$$\tau = \int \phi dt = \phi \Delta t = (10^{14})(3.15 \times 10^8) = 3.15 \times 22 \text{cm}^{-2} \quad (6)$$

이 되어 매우 긴 구간에 대하여 계산을 수행하여야 한다. 즉,  $\tau$ 의 간격을 적절히 선택하여 계산 오차를 줄이면서도 효율적인 계산이 수행되도록 하는 것이 중요하다.

### 3.2. Runge Kutta 방법을 이용한 수치해법

식(3)의 수치해를 구할 때 5-6 Runge Kutta 방법을 사용하였다. 이는 각각

$$N(\tau_{i+1}) = N(\tau_i) + \frac{13}{160} k_1 + \frac{2375}{5984} k_3 + \frac{5}{16} k_4 + \frac{12}{85} k_5 + \frac{3}{44} k_6 \quad (7)$$

$$\tilde{N}(\tau_{i+1}) = N(\tau_i) + \frac{3}{40} k_1 + \frac{875}{2244} k_3 + \frac{23}{72} k_4 + \frac{264}{1955} k_5 + \frac{125}{11592} k_7 + \frac{43}{616} k_8 \quad (8)$$

이고, 이때

$$k_1 = hf(\tau_i, N(\tau_i)),$$

$$\begin{aligned}
k_2 &= hf\left(\tau_i + \frac{h}{6}, N(\tau_i) + \frac{1}{6}k_1\right), \\
k_3 &= hf\left(\tau_i + \frac{4h}{15}, N(\tau_i) + \frac{4}{75}k_1 + \frac{16}{75}k_2\right), \\
k_4 &= hf\left(\tau_i + \frac{2h}{3}, N(\tau_i) + \frac{5}{6}k_1 - \frac{8}{3}k_2 + \frac{5}{2}k_3\right), \\
k_5 &= hf\left(\tau_i + \frac{5h}{6}, N(\tau_i) - \frac{165}{64}k_1 + \frac{55}{6}k_2 - \frac{425}{64}k_3 + \frac{85}{96}k_4\right), \\
k_6 &= hf\left(\tau_i + h, N(\tau_i) + \frac{12}{5}k_1 - 8k_2 + \frac{4015}{612}k_3 - \frac{11}{36}k_4 + \frac{88}{225}k_5\right), \\
k_7 &= hf\left(\tau_i + \frac{h}{15}, N(\tau_i) - \frac{8263}{15000}k_1 + \frac{124}{75}k_2 - \frac{643}{680}k_3 - \frac{81}{250}k_4 + \frac{2484}{10625}k_5\right), \\
k_8 &= hf\left(\tau_i + h, N(\tau_i) + \frac{3501}{1720}k_1 - \frac{300}{43}k_2 + \frac{297275}{52632}k_3 - \frac{319}{2322}k_4 + \frac{24068}{84065}k_5 + \frac{3850}{26703}k_7\right)
\end{aligned} \tag{9}$$

이다. 6차의 Runge Kutta방법으로 구한  $\tilde{N}(\tau_{i+1})$ 와 5차의 Runge Kutta방법의  $N(\tau_{i+1})$ 를 비교함으로써 계산오차를 측정한다. 여기서 계산오차를  $R$ 이라 하면, 고정된 시간간격  $h$ 에 대하여

$$R = \frac{|\tilde{N}(\tau_{i+1}) - N(\tau_{i+1})|}{h} \tag{10}$$

로 정의한다. 실제 여기서 사용한 5-6차 Runge Kutta 방법에서는

$$R = \left| -\frac{1}{160}k_1 + \frac{23375}{3357024}k_3 - \frac{1}{144}k_4 + \frac{12}{1955}k_5 + \frac{3}{44}k_6 - \frac{125}{11592}k_7 - \frac{43}{616}k_8 \right| / h \tag{11}$$

이다.  $R$ 이 주어진 오차한계보다 작게 되면 계산결과를 인정하고 다음 단계 계산을 수행한다. 하지만  $R$ 이 주어진 오차한계보다 크게 되면  $h$ 를 조정하여 재계산한다. 이 과정을 계속 반복함으로써 수치해의 오차를 줄일 수 있도록 하였다.

#### 4. 결과 및 해석

Runge Kutta 방법으로 식(3)을 계산하여  $10^{14}$  중성자속 조사에 의한 Th232의 조성 변화를 그림 3에 도시하였다.  $x$ 축의 scale이 약 10년에 해당하는 데, 증식재료가 되는 Pa233, 생성된 핵연료인 U233과 그 동위원소들이 평형 상태를 이루어 제안된 energy amplifier가 현재 상용로의 중성자속인  $10^{14}$  영역에서 충분히 운전될 수 있음을 보인다. 장주기 핵종으로는 극소량의 Np237이 나타나는 데 이것은 그림 4의 우라늄 주기에 비하여 현저히 감소되었다.

Energy Amplifier의 중성자속  $\phi = 10^{14}$ 은

- (1) 가속기에 의한 beam flux 중단 시, 잔존하는 Pa233가 U233으로 변환되어 원자로 임계를 유발하지 않도록 하고
- (2) 높은 중성자속에 의한 Pa233의 과도한 중성자 흡수를 막고
- (3) 평형상태에서의 Pa233 농도를 최적으로 유지하여 전체적인 중성자 inventory를 확보하는 기준에 의하여 계산되어 진다.

이러한 energy amplifier를 이용한 토륨 핵연료의 장점을 정리하면 다음과 같다.

(1) 자원이 풍부하다. (abundant material)

토륨은 우라늄보다 풍부한 자원이며, 더욱 중요한 것은 자연계에서 단일 동위원소로 존재한다. 따라서, 토륨은 원자로 내에서 천연 우라늄에 비하여 약 140배 효율적이며 천연 우라늄의 경우와 같은 복잡한 농축과정이 불필요하다.

(2) 액티나이드 생성을 현저히 감소시킨다. (reduced actinides)

기존의 U235를 사용하는 원자로가 핵연료 연소에 따라 무한히 증가하는 장주기 초우라늄 액티나이드 물질을 생산함에 반하여 토륨을 이용한 에너지 생산 및 핵연료 증식 반응에서는 생산되는 장주기 핵종의 양이 적을 뿐 아니라 새로운 핵분열성 물질을 위한 seed로 사용된다.

(3) 핵확산의 위험성을 무시할 수 있다. (negligible nuclear proliferation)

토륨주기에 있어서 주된 핵분열 물질은 U235인데 이는 앞의 계산 결과에 의하면 핵연료 내에서 U233(43.7%), U234(30%), U235(4%), U236(22.1%) 과 U238(0.068%)의 혼합물로 존재한다. (단,  $3 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$  중성자 조사후의 농도임.) 즉 핵무기 제조 수준의 U233을 추출하기 위해서는 화학적 분리 뿐 아니라 고도의 동위원소 분리 노력이 요구된다. 플루토늄 동위원소 또한 생성되지만 생성과 동시에 소각되어 Pu238(0.0197%), Pu239(0.0103%), Pu240(0.0069%), Pu242(0.0088%)와 같이 미량의 농도로 평형상태를 유지하게 된다. 우라늄 혼합물의 분열 단면적과 흡수 단면적은 핵분열 중성자 스펙트럼에 대하여  $f=2.0b$ ,  $c=0.74b$ 으로 순수 U235의  $f=2.6b$ ,  $c=0.73b$ 과 비슷한 값을 갖는다. 하지만 이러한 혼합물의 특성은 초기에 소량의 U238 ( $f=\text{negligible}$ ,  $c=1.14b$ )을 첨가함으로써 쉽게 회색될 수 있다. U238의 중성자 흡수단면적은 energy amplifier의 중성자 스펙트럼에서 토륨의 1/3에 지나지 않으므로, 초기에 첨가된 U238은 핵연료 전 주기에 걸쳐 살아남게 되고, 우라늄의 화학적 분리 공정도 무사히 통과하게 된다. 이러한 혼합물을 이용했을 때의 임계질량은 핵무기 제조가 가능한 실제적인 범위를 훨씬 벗어나게 된다. 설사 U238을 첨가하지 않은 우라늄 혼합물이라도 발생하는 고준위 방사선과 상당량의 붕괴열로 핵무기 제조 공정에 막대한 어려움을 초래한다.

## 참고문헌

- [1] F. Carminati, et. al., "An Energy Amplifier for Cleaner and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven by a Particle Beam Accelerator", CERN/AT/93-47(ET), 1993
- [2] R.Fernandez, et. al., "A Preliminary Estimate of the Economic Impact of the Energy Amplifier", CERN/LHC/96-01(EET), 1996
- [3] P.R.Kasten, F.J.Homan, "Evaluation of Plutonium, Uranium, and Thorium Use in Power Reactor Fuel Cycles", International Conference on Nuclear Power and its Fuel Cycle, Salzburg, Austria, 2-13, May, 1997
- [4] C.D.Bowman, et. al., "Nuclear Energy Generation and Waste Transmutation using an Accelerator-driven Intense Thermal Neutron Sources", Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A320, 1992
- [5] 김영진, 이병욱, "NEA 플루토늄 관리 전문가 그룹 4차 회의 및 Advanced Fuels with Reduced Actinide Generation에 관한 IAEA 기술위원회 참석 보고서", KAERI/OT-279/96, 1996
- [6] R.L.Burden, J.D.Faires, Numerical Analysis, PWS Publishing Co., 1993

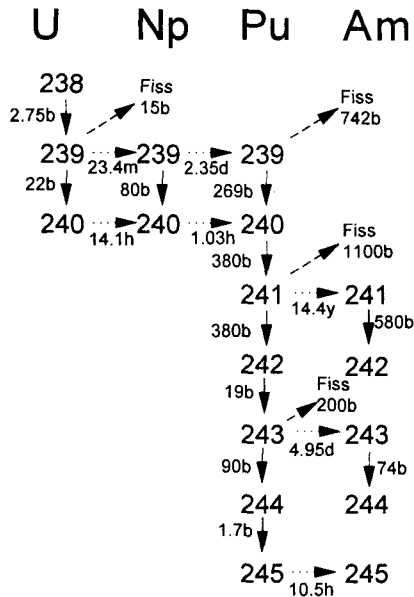


그림 1 U238 핵연료 초기 장전시 가능한 핵반응

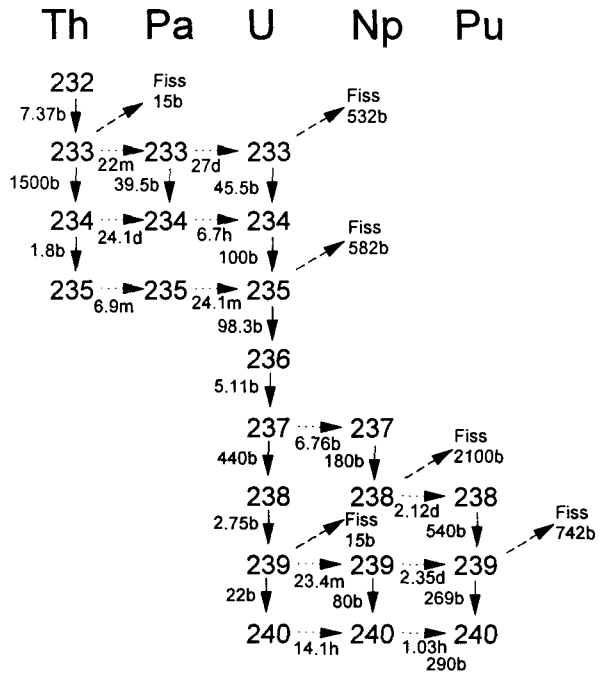


그림 2 Th232 핵연료 장전시 가능한 핵반응

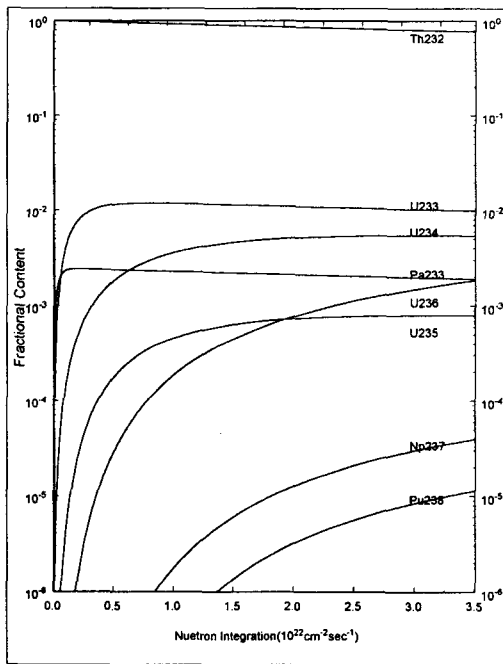


그림 3 초기 순수 Th232 장전시 조성변화

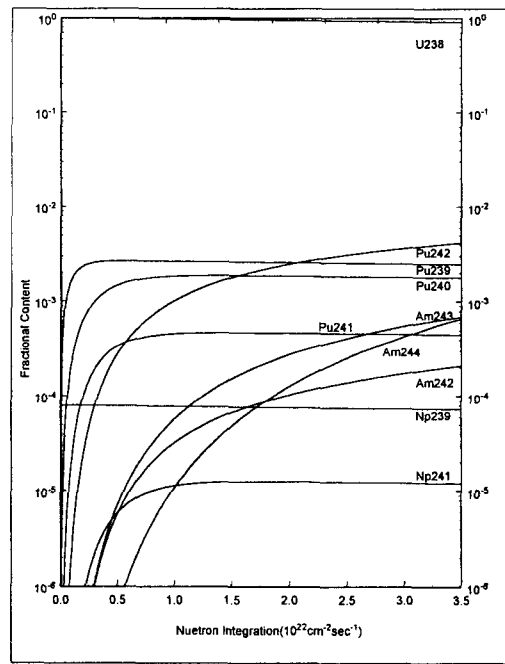


그림 4 초기 순수 U238 장전시의 조성변화