



저작자표시 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.
- 이차적 저작물을 작성할 수 있습니다.
- 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#) 

공학석사학위논문

가상흡수단면적 기반 급상승도 제한 방법을
이용한 효과적인 노심 과도계산 체계 구현

Establishment of Effective Core Transient
Calculation System by Stiffness Confinement
Method with Pseudo Absorption

2014년 2월

서울대학교 대학원

에너지시스템공학부

박 범 우

초 록

효과적인 다균 다차원 과도해석을 위해 소격격자 유한 차분(Coarse Mesh Finite Difference, CMFD)체계에 개선된 급경사도 제한 방법을 적용하여 노달 노심과도 계산 체계를 새로이 구축하였다. 급경사도 제한 방법(Stiffness Confinement Method, SCM)에서는 중성자속을 진폭함수와 분포함수로 분해하고 중성자속의 지수함수 거동을 가정하여 시간에 따라 변화하는 동적 진동수를 정의한다. 과도 중성자 확산방정식으로부터 동적 진동수를 사용해 유도되는 동적 고유치 방정식은 노심에 대해 한 값으로 정의된 진폭진동수와 격자 및 에너지군 마다 정의된 분포진동수로 구성된 가상흡수단면적 항을 포함한다. 가상흡수단면적을 정의함으로써 이 연구에서는 먼저 동적 고유치 방정식에서 고유치가 1이 되도록 분포진동수, 선행핵진동수, 그리고 진폭진동수를 안정적으로 구해내는 계산체계를 정립하였다.

이 새로운 계산체계에서는 시구간 크기가 클 경우에도 정확한 계산을 할 수 있도록 동적 진동수의 시구간의 평균값과 시점값을 명확히 구분하여 적용하도록 하였으며 중성자속의 시구간 적분에 사용되는 진폭진동수 함수의 정확도를 높이기 위하여 진폭진동수를 시간에 대한 2차식으로 근사하였다. 또한 SP_3 방정

식에도 급경사도 제한방법을 적용하여 횡방향 적분된 1차원 SP_3 방정식을 이용한 과도상태 선원확장 노달법(Source Expansion Nodal Method, SENM)을 P_1 기반의 CMFD체계에 구현하고, 동적 진동수를 효과적으로 갱신하는 반복계산법을 정립하였다.

이 새 계산체계의 정확도와 속도 측면에서의 성능을 검증하기 위하여 NEACRP 과도해석 벤치마크 문제를 해석하고 기존의 다른 계산방법과 비교하였다. 비교 결과 이 개선된 SCM이 CNET(Crank-Nicholson method with Exponential Transform) 방법에 비해 큰 시구간 크기에서 더 우수성을 보임을 확인하였지만, 동일한 계산 시구간 크기를 사용할 경우 계산시간이 약 3 배가 되는 단점 또한 드러났다. 하지만 동일한 정확성을 가지는 계산 시구간 크기를 각각 사용할 경우 SCM의 계산시간이 CNET와 동일한 수준의 계산시간을 요구하는 것을 확인하였다. SP_3 방정식의 과도해석 검증을 위해서는 SCM 계산 결과를 후행미분공식법(Backward Differentiation Formula, BDF)의 결과와 비교하였는데 이 비교에서 역시 큰 시구간 크기 사용시 SCM의 우월성을 확인하였다.

주요어 : 노심과도해석, 급상승도 제한 방법, 가상흡수단면적

학 번 : 2012-20998

목 차

초 록.....	i
표 목차.....	iv
그림 목차.....	v
제 1 장 서 론.....	1
제 1 절 연구 배경.....	1
제 2 절 연구 목표와 내용.....	3
제 3 절 논문의 구성.....	5
제 2 장 과도 중성자 확산방정식과 SCM.....	7
제 1 절 동적 진동수의 정의.....	8
제 2 절 소격격자 유한 차분 기반 SCM.....	12
제 3 절 동적 진동수의 가상흡수단면적 특성.....	17
제 3 장 반복적 계산을 통한 과도해석 과정.....	20
제 1 절 고유치 방정식 내 동적 진동수 결정.....	21
제 2 절 CMFD 기반 SCM 반복 계산 과정.....	30
제 4 장 과도 SP_3 방정식과 SCM.....	36
제 5 장 계산 결과와 비교 분석.....	41
제 1 절 P_1 방정식 기반 SCM 계산 정확성 검증.....	41
제 2 절 P_1 방정식 기반 SCM 계산 시간 비교.....	53
제 3 절 SP_3 방정식 기반 SCM 계산 결과 검증.....	60
제 6 장 결 론.....	67

표 목차

표 5-1. NEACRP 문제의 동일 시구간 크기에 대한 SCM과 CNET 계산 시간 비교	59
표 5-2. NEACRP C1 문제의 CNET(10ms) 계산시간과 여러 시구간 크기에 따른 SCM 계산시간 비교.....	59
표 5-3. NEACRP 문제의 P_1 과 SP_3 에 의해 계산된 임계붕산농도	61
표 5-4. 문제에 따른 제어봉 이탈 시 유효증배계수와 제어봉 반응도가	66

그림 목차

그림 3-1. 시구간 크기에 따른 동적 진폭진동수와 출력 거동.....	28
그림 3-2. 시구간 크기에 따른 노심 하단 동적 분포진동수 거동 (120cm).....	28
그림 3-3. 시구간 크기에 따른 노심 중앙부 동적 분포진동수 거동 (180cm)....	29
그림 3-4. 시구간 크기에 따른 노심 상단 동적 분포진동수 거동 (240cm).....	29
그림 3-5. 매 시구간의 CMFD 체계 노심과도해석 계산 순서도	35
그림 5-1. NEACRP A1문제에 대한 CNET와 SCM의 출력거동 비교(10ms~25ms)	44
그림 5-2. NEACRP A1문제에 대한 CNET와 SCM의 출력거동 비교(30ms~50ms)	45
그림 5-3. NEACRP C1문제에 대한 CNET와 SCM의 출력거동 비교(10ms~25ms)	46
그림 5-4. NEACRP C1문제에 대한 CNET와 SCM의 출력거동 비교(30ms~50ms)	47
그림 5-5. NEACRP A1문제의 축방향 출력분포 비교(0.04sec).....	48
그림 5-6. NEACRP C1문제의 축방향 출력분포 비교(0.04sec).....	49
그림 5-7. NEACRP C1문제의 반경방향 출력분포 비교(0.04sec).....	50
그림 5-8. NEACRP C1문제의 진폭진동수 1차, 2차 다항식 근사 결과 비교 (10~25ms).....	51
그림 5-9. NEACRP C1문제의 진폭진동수 1차, 2차 다항식 근사 결과 비교	

(30~50ms).....	52
그림 5-10. NEACRP A1문제의 10ms 시구간 계산에 요구되는 CNET와 SCM의 노달계산횟수와 CMFD 외곽반복계산횟수	55
그림 5-12. NEACRP C1문제의 10ms 시구간 계산에 요구되는 CNET와 SCM의 노달계산횟수와 CMFD 외곽반복계산횟수	57
그림 5-14. NEACRP A1 문제에 대한 SP ₃ 계산 결과 비교	62
그림 5-15. NEACRP B1 문제에 대한 SP ₃ 계산 결과 비교	63
그림 5-16. NEACRP B1 문제에 대한 SP ₃ 계산 결과 비교.....	64
그림 5-17. NEACRP C1 SP ₃ 계산에 대한 진폭진동수의 1차, 2차 다항식 근사 계 산 결과 비교	65

제 1 장 서 론

제 1 절 연구 배경

원자로 과도해석을 위한 지배 방정식으로는 과도 중성자 확산방정식이 주로 사용된다. 이 과도 중성자 확산방정식의 수치해를 정확하고 효율적으로 구하기 위한 다양한 시간차분해법에 대한 연구가 오랫동안 진행되어 왔다.[1,2] 여러 가지 기존 방법 중에서 과도 중성자 확산방정식에 연립되어 있는 선행핵 균형방정식의 해를 구하기 위해 해석적 적분을 사용하며 중성자 확산방정식에는 지수 함수 변환 후 Crank-Nicholson 방법(Crank-Nicholson method with Exponential Transform)을 적용한 방법을 사용한 해석이 최근에도 널리 사용되고 있다[2]. 서울대학교에서 개발 중인 노달 노심 해석 코드인 RENUS(참고 문헌 제시, JNST 윤주일 논문)에는 과도해석 해법으로 CNET와 아울러 후행미분공식법(Backward Differentiation Formula method, BDF)도 구현되어 있다. CNET는 지수함수적 거동을 보이는 과도계산에는 강력한 해법이지만 시구간 크기가 증가할수록 진동특성에 따른 불안정성 문제를 내포하고 있으며 BDF 또한 고차 다항식을 이용한 계산으로서 시구간 크기 증가에 따라 변동이 심대해 지는 단점이 있다.

시구간 크기에 대한 근본적인 제약은 즉발중성자의 매우 짧은 수명(Life Time)으로 인하여 야기되는 연립된 과도 중성자 확산방정식과 선행핵 균형방정

식 체계의 급경사도(Stiffness) 특성에 의해 발생한다. 이러한 급경사도 문제를 극복하기 위한 방법으로 급경사도 제한 방법(Stiffness Confinement Method)이 Chao에 의해 제안되었다.[3,4,5] 이 방법에서는 중성자속과 선행핵의 해를 동적 진동수를 사용한 지수함수로 가정하고, 이의 미분치를 사용하여 선행핵 균형방정식을 과도 중성자 확산방정식으로부터 분리함으로써 미분방정식의 급경사도를 제한하여 큰 시구간 크기를 사용할 수 있도록 한다. 일반적인 과도해석 계산의 고정선원 문제 해법과는 다르게, 급경사도 제한 방법은 동적 고유치 문제를 구성하여 반복적인 진동수 갱신을 통해 동적 고유치가 1이 되는 동적 진동수를 결정한다. 이러한 급경사도 제한 방법이 큰 시구간 크기에 대해 안정적인 해를 생산한다는 것이 이미 알려져 있다.[3,4,5] 최근 Chao는 급경사도 제한 방법을 개선하여 공간에 의존하는 동적 분포진동수를 동적 진폭진동수로부터 분리하고 동적 고유치가 1이 되도록 하는 진폭진동수를 수학적으로 용이하게 찾는 방식을 도입하였다.[6]

한편 소격격자 유한 차분법(Coarse Mesh Finite Difference method, CMFD)은 다양한 노달 해법과 같이 결합되어 정상상태뿐만 아니라 과도상태 노심해석에 유용하게 사용되는 방법이다. CMFD법과 결합되어 있는 노달 방법으로는 선원확장 노달법(Source Expansion Nodal Method, SENM)(참고 문헌 제시, JNST 윤주일 논문)등이 있다. RENU스 노심동특성 코드에는 CNET 방법이 CMFD-SENM 체계

에 적용되어 효율적인 노달 노심 계산이 가능하다. 그런데 CNET 방법이 시구간 크기가 큰 경우 발생할 수 있는 불안정성을 해결하기 위해 SCM 법을 적용하는 것을 고려해 볼 수 있다. 이 경우 SCM 법이 경쟁력이 있게 하려면 시구간 크기에 대한 이점 검증과 효율적인 계산 방법의 구현이 필요하다. 이를 위해, 매 시구간에서 고유치 문제의 반복 계산을 통한 임계 동적 진동수의 결정에 주요 인자가 되는 동적 고유치의 수렴조건과 반복 계산 중 정확한 동적 진동수의 결정을 위한 효과적인 방법 수립이 필요하다. 한편, RENUS 코드에는 1차원 SP_3 선원확장 노달법(Source Expansion Nodal Method, SENM) 기반의 3차원 정상상태 및 과도상태 노심해석해법이 구현되어있다. 이 해법에서는 SP_3 방정식을 이용한 노달해법을 P_1 기반의 CMFD와 연계시켜 가속계산을 수행하고 있다. SCM 법은 SP_3 방정식 기반의 과도해석 체계에도 적용하여 그 효과를 검증해볼 필요가 있다.

제 2 절 연구 목표와 내용

급경사도 제한 방법을 적용하면서 얻어지는 동적 고유치 방정식문제는 어떤 시구간의 시점에서의 값들을 항으로 포함하게 되며 반복적 계산에서 구해진 시구간 종점에서의 동적 진동수를 다음 시구간의 시점의 값으로 대입할 필요가 있다. 반대로 반복계산을 통하여 얻어진 동적 진동수를 이용하여 중성자속 및

선행핵 밀도를 계산하기 위해서는 그 구간의 평균 동적 진동수 사용하거나 다른 적절한 근사를 통한 적분이 필요하다. 동적 진폭진동수는 시스템을 대표하는 값이기 때문에 전체 공간에서 유일한 값을 가지고 이는 도입된 동적 고유값과 대응을 이루므로 방정식 내 값을 추정할 수가 있고 계산 시점에 맞는 값을 결정할 수 있다. 이렇게 얻어진 동적 진폭진동수의 적절한 적분을 통해 중성자속을 계산하게 되는데, 계산 시구간의 시점 값과 종점 값을 이용하여 직선 근사를 통한 적분이 사용될 수 있다. 하지만 큰 시구간 크기 계산에서 적분의 정확도를 높이기 위해 동적 진폭진동수 함수를 이전 시점의 값들을 사용하여 2차 다항식으로 근사를 할 수 있다. 동적 분포진동수의 경우 공간에 따른 함수이기 때문에 동적 고유치 문제의 동적 고유값은 동적 분포진동수 추정의 척도가 될 수 없고 동적 고유벡터를 통하여 이전 시점의 중성자속과 연관하여 추정할 수 있다. 이렇게 추정되는 값은 이전 시점과의 관계로 인해 계산 시구간 내 평균값이 얻어지므로 동적 고유치 문제에 사용될 동적 분포진동수는 시구간 내 종점 값으로 변환하여 사용해야 한다. 그런데 분포진동수의 추정이 동적 고유치 문제의 반복 계산에 큰 영향을 주므로 적절한 값을 사용하여야 한다. 마찬가지로 시간과 공간의 함수인 선행핵 동적 진동수는 시점 값을 사용하여야 하며 이를 위해 동적 진동수를 이용한 중성자속과 선행핵 밀도의 계산이 중요하다.

노달해법과 연계된 CMFD 체계에서 급경사도 제한 방법을 이용하여 과도

해석을 수행할 경우 매 시구간 내 많은 계산량이 요구된다. 이는 고정선원 문제를 계산할 때와 다르게 매 계산 시구간의 임계 동적 진동수를 찾는 반복해법이 기 때문이다. 계산 시간을 최소화하며 정확한 해를 얻기 위한 효율적인 계산 체계가 정립될 필요가 있으며 특히 많은 계산 시간을 요구하는 노달해법의 횟수를 최소화할 필요가 있다. 이를 위해 벤치마크 문제를 여러 조건에서 계산하며 모든 문제를 만족할 수 있는 계산 체계를 구현하여야 한다. 이 연구에서는 또한 SP_3 방정식 기반의 노달노심과도해석에 급경사도 제한 방법을 적용하여 SCM의 일반적 적용성을 평가하기로 한다.

제 3 절 논문의 구성

본 논문의 제 2장은 급경사도 제한 방법 (Stiffness Confinement Method)의 주요 개념인 동적 진동수를 소개하고 이를 적용하여 시간 미분항을 근사함으로써 다균 과도 중성자 확산방정식과 선행핵 균형방정식을 결합한 동적 고유치 방정식을 유도한다. 제 3장에서는 검증된 방법론인 CNET를 이용하여 얻어진 해로부터 동적 진동수의 거동을 확인해 동적 진동수의 타당성을 살펴본다. 그리고 반복계산 체계에서 각 시구간의 중성자속 동적 진폭 및 분포진동수와 선행핵 동적 진동수를 갱신하는 방법을 다루며, 소격격자 유한차분법과 결합된 과도해석의 전체적인 계산 순서를 살펴본다. 또한 중성자속을 동적 진동수의 적분으로

계산하는데 큰 시구간 계산에서 전체 노심출력의 정확한 추정을 위하여 동적 진폭진동수의 거동을 이차 다항식으로 근사한 적분을 설명한다. 제 4장에서는 다군 다차원 과도 SP₃ 방정식을 유도하여 과도상태 1차원 선원확장 노달법에 적용되는 급경사도 제한 방법을 설명한다. 제 5장에서는 개선된 급경사도 제한 방법을 통한 3차원 벤치마크 문제 해석을 통해 P₁ 및 SP₃ 방정식을 이용한 계산 결과를 검증한다.

제 2 장 과도 증성자 확산방정식과 SCM

과도 증성자 확산방정식에 공간에 대한 유한차분을 적용하고 선행핵 균형 방정식과 연계시키면 노심 과도해석에 사용할 지배방정식이 연립 상미분 방정식 형태로 도출된다. 그런데 증성자의 수명시간과 선행핵 붕괴시간의 현격한 차이에 의해 이 연립 상미분방정식이 급경사도 특성을 갖게 되고 이 연립방정식의 해를 구하기 위해 사용되는 시간차분법 기반 수치계산에서 시구간 크기에 제한을 받게 된다. 시간에 대한 미분항을 처리하는 방식으로 시간차분을 하는 일반적인 방법들과 달리 급경사도 제한 방법은 상미분방정식의 해를 지수함수로 근사하여 시간의 함수인 동적 진동수를 새로 정의한다. 이 장에서는 아래 다 군 과도 확산방정식으로부터 급경사도 제한방법의 지배방정식인 동적 고유치 방정식을 유도하도록 한다.

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_g} \frac{\partial \phi_g(r,t)}{\partial t} - D(r,t) \nabla^2 \phi_g(r,t) + \Sigma_{r_g}(r,t) \phi_g(r,t) \\ = \chi_g (1 - \beta(r,t)) \psi(r,t) + \sum_{k=1}^6 \chi_{dgk} \lambda_k C_k(r,t) + \sum_{g'=1, \neq g}^G \Sigma_{g'g}(r,t) \phi_{g'}(r,t) \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial C_k(r,t)}{\partial t} = \beta_k \psi(r,t) - \lambda_k C_k(r,t) \quad (k=1, \dots, 6) \quad (2.2)$$

먼저 제 1절에서는 상미분방정식의 해를 지수함수로 가정하는 급경사도 제

한 방법의 주요 개념인 동적 진동수를 정의하며 이를 통해 제 2절의 CMFD 체계에서의 동적 고유값을 포함한 동적 고유치 방정식을 유도한다. 제 3절에서는 동적 진동수의 가상흡수단면적 가정의 의미를 파악한다.

제 1 절 동적 진동수의 정의

과도 중성자 확산방정식의 해인 중성자속을 지수함수로 가정하고 시간에 대해 연속함수인 동적 진동수를 사용하면 중성자속은 동적 진동수의 적분을 포함한 식 (2.3)의 지수함수로 표현이 가능하다. 이로부터 동적 진동수를 식 (2.4)로 표현할 수 있으며 중성자속의 동적 진동수를 중성자속의 상대적인 순간변화율이라 정의할 수 있다. 이 때 중성자속은 양의 값을 가지며 동적 진동수를 중성자속에 자연로그가 적용된 미분식으로 표현할 수 있다. 매 순간 시점에서의 동적 진동수가 존재하고 그 값을 알 수 있다면 중성자속은 다음과 같이 동적 진동수의 적분을 통해 계산이 가능하다.

$$\phi(r,t) = \phi(r,t_0) e^{\int_{t_0}^t \omega(r,t') dt'} \quad (2.3)$$

여기서

$$\omega(r,t) = \frac{1}{\phi(r,t)} \frac{d\phi(r,t)}{dt} = \frac{d}{dt} \ln \phi(r,t) \quad (2.4)$$

여기서 더 나아가 중성자속을 진폭함수 $p(t)$ 와 분포함수 $\hat{\phi}(r,t)$ 로 두 함수의 곱으로 정의하도록 하자.

$$\phi(r,t) = p(t)\hat{\phi}(r,t) \quad (2.5)$$

윗 식에서 특기할 점은 분포함수는 시간과 공간의 함수인 반면 진폭함수는 시간만의 함수라는 것이다.

위와 같이 중성자속을 한 함수에서 두 함수로 분해하여 그 곱으로 표현할 때 그 분해가 유일하게 되게 하기 위해서는 특정한 조건이 추가로 도입되어야 한다. 여기서는 그 조건을 분포함수에 특정한 정규화 조건을 적용하는 것으로 취한다. 이는 분포함수가 각 위치에 따른 출력분포에 영향을 줄 수 있으나 전체적인 노심의 출력에는 영향을 주지 않도록 제한함으로써 가능하다. 즉, 정규화 조건의 핵심은 분포함수에 의한 노심 총 출력의 보존으로써 매 시점에서 분포함수 출력의 전체 공간에 대한 적분이 과도 초기상태 노심의 총 출력과 같아지도록 다음과 같이 분포함수 제한 조건을 정의한다.

$$\int_V \kappa \Sigma_f(r,t_i) \hat{\phi}(r,t_i) dV = \int_V \kappa \Sigma_f(r,t_{i-1}) \hat{\phi}(r,t_{i-1}) dV = \dots = \int_V \kappa \Sigma_f(r,t_0) \hat{\phi}(r,t_0) dV = P_0 \quad (2.6)$$

여기서 t_0 는 최초시점이며, P_0 는 초기상태 노심의 총 출력이다. 최초 진폭함수를 $p(t_0)=1$ 로 정의하면 최초 분포함수와 중성자속은 $\phi(r,t_0)=\hat{\phi}(r,t_0)$ 로 동일하다.

다만, 윗식에서 다군 중성자 에너지에 의한 영향은 이미 암묵적으로 에너지 군에 대한 적분이 적용된 것을 염두에 두었음을 밝힌다.

식 (2.5)을 식 (2.4)에 적용하면 동적 진동수도 중성자속과 마찬가지로 식 (2.7)의 동적 진폭진동수와 분포진동수로 분리할 수 있다. 이 때, 진폭진동수는 오직 시간에 의존하는 함수로서 시스템의 전체 공간에 적용되는 유일한 함수가 되며 노심 총 출력을 결정한다. 분포진동수는 공간과 시간에 의존하는 함수로서 해당 시점의 공간적 출력분포에 영향을 준다.

$$\omega(r,t) = \frac{1}{p(t)} \frac{dp(t)}{dt} + \frac{1}{\hat{\phi}(r,t)} \frac{d\hat{\phi}(r,t)}{dt} = \omega_r(t) + \omega_s(r,t) \quad (2.7)$$

여기서 ω_r 는 동적 진폭진동수이고 ω_s 는 동적 분포진동수이다. 분포진동수에 에너지 군에 대한 표현을 생략하였지만 분포진동수는 에너지에 대한 함수이기도 하다.

위와 같이 분리된 동적 진동수를 적용하면 중성자속은 식 (2.8)과 같이 진폭 함수와 분포함수에 대한 독립적 표현 및 계산을 적용한 형태로 나타낼 수 있다.

$$\phi(r,t) = p(t_0) e^{\int_{t_0}^t \omega_r(t') dt'} \hat{\phi}(r,t_0) e^{\int_{t_0}^t \omega_s(r,t') dt'} \quad (2.8)$$

식 (2.8)의 지수함수의 동적 진동수 적분은 시간에 대한 적분이므로 각 시구간에서 동적 진동수 면적의 합으로 근사할 수 있으며, $i-1$ 과 i 번 시점의 중성자속을

사용하면 식 (2.9)과 (2.10)과 같이 i 번 시구간의 평균 동적 진동수를 계산할 수 있다.

$$\bar{\omega}_r^i = \frac{1}{\Delta t_i} \ln \frac{p(t_i)}{p(t_{i-1})} \quad (2.9)$$

$$\bar{\omega}_s^i(r) = \frac{1}{\Delta t_i} \ln \frac{\hat{\phi}(r, t_i)}{\hat{\phi}(r, t_{i-1})} \quad (2.10)$$

이는 역으로 i 번 시구간의 평균 동적 진동수를 알 수 있다면 시구간 종점에서의 중성자속을 역으로 계산할 수 있음을 의미한다. 즉, 중성자속을 결정하기 위해서 동적 진동수의 적절한 적분이 필요하고 이는 시구간 내의 평균 동적 진동수를 정확히 근사하는 것이 중요한 역할을 함을 의미한다.

선행핵 균형 방정식에 적용될 선행핵 동적 진동수는 중성자속의 경우와 동일하게 선행핵 밀도의 상대적인 순간 변화율로 정의할 수 있으며 선행핵 함수는 두 함수로 분리를 하지 않고 전체함수에 대한 동적 진동수를 갖도록 정의한다.

$$u_k(x, t) = \frac{1}{C_k(x, t)} \frac{dC_k(x, t)}{dt} \quad (2.11)$$

여기서 k 는 선행핵 군 지시자이다. 역으로 선행핵 밀도해를 선행핵 동적 진동수로 표현하면 식 (2.12)의 적분을 포함한 지수함수 형태로 주어진다.

$$C_k(x, t) = C_k(x, t_0) e^{\int_{t_0}^t u_k(x, t') dt'} \quad (2.12)$$

제 2 절 소격격자 유한 차분 기반 SCM

소격격자 유한 차분법 (CMFD) 기반의 과도 다균 중성자 확산방정식과 선행 핵 균형방정식을 임의의 격자 m 에서의 평균 중성자속과 선행핵 밀도를 사용하여 아래와 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_g^m} \frac{d\phi_g^m(t)}{dt} + \sum_{u=x,y,z} \zeta_u^m (J_{gu}^{m+}(t) - J_{gu}^{m-}(t)) + \Sigma_{rg}^m(t) \phi_g^m(t) \\ = \chi_g (1 - \beta^m) \psi_m(t) + \sum_{k=1}^6 \chi_{d_{gk}} \lambda_k C_k^m(t) + s_m(t) \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\frac{dC_k^m(t)}{dt} = \beta_k^m \psi_m(t) - \lambda_k C_k^m(t) \quad (k=1, \dots, 6) \quad (2.14)$$

여기서

$$\begin{aligned} \psi_m(t) &= \sum_{g'=1}^G v \Sigma_{fg'}^m(t) \phi_{g'}^m(t), \\ s_m(t) &= \sum_{g'=1, \neq g}^G \Sigma_{g'g}^m(t) \phi_{g'}^m(t), \end{aligned}$$

ζ_u^m 는 u 방향 격자폭의 역수이다.

CMFD 체계의 면 중성자류는 보정항을 포함한 식 (2.15) 또는 (2.16)으로 주어진

다.

$$\begin{aligned} J_{gu}^{m+} &= -\tilde{D}_{gu}^{m+}(\phi_g^{m_u^+} - \phi_g^m) - \hat{D}_{gu}^{m+}(\phi_g^{m_u^+} + \phi_g^m), \\ J_{gu}^{m-} &= -\tilde{D}_{gu}^{m-}(\phi_g^m - \phi_g^{m_u^-}) - \hat{D}_{gu}^{m-}(\phi_g^{m_u^-} + \phi_g^m), \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$J_{gu}^{m+} - J_{gu}^{m-} = -(\tilde{D}_{gu}^{m-} - \hat{D}_{gu}^{m-})\phi_g^{m_u^-} - (\tilde{D}_{gu}^{m+} + \hat{D}_{gu}^{m+})\phi_g^{m_u^+} + (\tilde{D}_{gu}^{m+} + \tilde{D}_{gu}^{m-} - \hat{D}_{gu}^{m+} + \hat{D}_{gu}^{m-})\phi_g^m \quad (2.16)$$

여기서 $\tilde{D}_{gu}^{m\pm}$ 와 $\hat{D}_{gu}^{m\pm}$ 는 각각 기본격자연계인자(Base Nodal Coupling Coefficients) 와 보정격자연계인자(Corrective Nodal Coupling Coefficients, CNCC)로서 격자 m의 u 방향 양 측 면에서의 값이다.

과도 중성자 확산방정식(2.13)의 시간 미분항을 동적 진동수를 사용하여 표현하면 다음 식 (2.17)이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \frac{\omega_g^m(t)}{v_g^m} \phi_g^m(t) + \sum_{u=x,y,z} \zeta_u^m (J_{gu}^{m+}(t) - J_{gu}^{m-}(t)) + \Sigma_{rg}^m(t) \phi_g^m(t) \\ = \chi_g (1 - \beta^m) \psi_m(t) + \sum_{k=1}^6 \chi_{dgk} \lambda_k C_k^m(t) + s_m(t) \end{aligned} \quad (2.17)$$

마찬가지로, 과도 선행핵 균형방정식(2.14)에 선행핵 동적진동수를 적용하면 선행핵 밀도를 핵분열 선원항에 대한 식 (2.19)로 표현할 수 있다.

$$u_k^m(t) C_k^m(t) = \beta_k^m \psi_m(t) - \lambda_k C_k^m(t) \quad (2.18)$$

$$C_k^m(t) = \frac{\beta_k^m \psi_m(t)}{u_k^m(t) + \lambda_k} \quad (2.19)$$

이 선행핵 밀도를 식 (2.17)에 대입하여 정리하면 아래의 정상상태 방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\omega_g^m(t)}{v_g^m} \phi_g^m(t) + \sum_{u=x,y,z} \zeta_u^m (J_{gu}^{m+}(t) - J_{gu}^{m-}(t)) + \Sigma_{rg}^m(t) \phi_g^m(t) \\ = \left(\chi_g (1 - \beta^m(t)) + \sum_{k=1}^6 \chi_{d g k} \frac{\lambda_k \beta_k^m}{u_k^m(t) + \lambda_k} \right) \psi_m(t) + s_m(t) \end{aligned} \quad (2.20)$$

이 정상상태 방정식은 중성자속과 선행핵 동적 진동수가 해당 시점의 정확한 값으로 구성되어 있는 한 균형방정식의 손실과 선원이 균형을 이루게 된다. 그러나 동적 진동수는 미지수이고 반복적인 계산을 통해 결정해야 하는 값이므로 방정식의 균형이 깨지게 되어 이 정상상태 방정식은 등식은 일반적으로 성립하지 않는다. 이러한 불균형을 맞추기 위한 방법으로 동적 고유값 (k_D)을 적용하여 아래의 동적 고유치 방정식 (2.21)을 구성한다.

$$\begin{aligned} \sum_{u=x,y,z} \zeta_u^m (J_{gu}^{m+}(t) - J_{gu}^{m-}(t)) + \left(\Sigma_{rg}^m(t) + \frac{\omega_g^m(t)}{v_g^m} \right) \phi_g^m(t) \\ = \frac{1}{k_D} \left(\chi_g (1 - \beta^m) + \sum_{k=1}^6 \chi_{d g k} \frac{\lambda_k \beta_k^m}{u_k^m(t) + \lambda_k} \right) \psi_m(t) + s_m(t) \end{aligned} \quad (2.21)$$

여기서 k_D 는 동적 고유값이고 중성자속은 동적 고유벡터가 된다.

동적 고유치 방정식의 동적 고유값이 1이 될 경우 그 식은 고정방정식과 동

일한 형태가 되고 이 때 얻어진 동적 진동수가 그 시점의 정확한 값이 된다. 여기서 동적 고유치 방정식에 존재하는 중성자속의 동적 진동수와 중성자 속도의 역수의 곱으로 나타난 항을 가상흡수단면적 항으로 정의할 수 있다. 한편, 선행 핵 동적 진동수는 지발중성자 선원항에 포함된다. 식 (2.21)의 동적 진동수를 진폭과 분포진동수로 분해하고 식 (2.16)을 식 (2.21)에 대입하여 행렬과 벡터의 형태가 되도록 아래 식 (2.22)로 표현할 수 있다.

$$\left(\omega_T(t)\mathbf{V}_g^{-1} + \omega_S^g(t)\mathbf{V}_g^{-1} + \mathbf{L}_g(t)\right)\boldsymbol{\phi}_g(t) = \frac{1}{k_D}\tilde{\boldsymbol{\psi}}(t) + \mathbf{s}_g(t) \quad (2.22)$$

여기서

$$\mathbf{V}_g(t) = \text{diag}\left(v_g^1, \dots, v_g^M\right) \in R^{M,M},$$

$$\omega_S^g(t) = \text{diag}\left(\omega_{S,g}^1(t), \dots, \omega_{S,g}^M(t)\right) \in R^{M,M},$$

$$\mathbf{L}_g(t) = \begin{bmatrix} \mathbf{I}^1(t) \\ \vdots \\ \mathbf{I}^M(t) \end{bmatrix} \in R^{M,M},$$

$$\mathbf{I}^m = [\dots, -l_{gz}^m, \dots, -l_{gy}^m, \dots, -l_{gx}^m, d_g^m, \\ -u_{gx}^m, \dots, -u_{gy}^m, \dots, -u_{gz}^m, \dots] \in R^{1,M},$$

$$\boldsymbol{\phi}_g(t) = [\phi_g^1(t), \dots, \phi_g^M(t)]^T \in R^{M,1},$$

$$\tilde{\boldsymbol{\psi}}(t) = [\tilde{\psi}^1(t), \dots, \tilde{\psi}^M(t)]^T \in R^{M,1},$$

$$\mathbf{s}_g(t) = [s_g^1(t), \dots, s_g^M(t)]^T \in R^{M \cdot 1},$$

$$l_{gu}^m = \zeta_u^m (\tilde{D}_{gu}^{m-} - \hat{D}_{gu}^{m-}),$$

$$u_{gu}^m = \zeta_u^m (\tilde{D}_{gu}^{m+} + \hat{D}_{gu}^{m+}),$$

$$d_g^m = \zeta_u^m (\tilde{D}_{gu}^{m+} + \tilde{D}_{gu}^{m-} - \hat{D}_{gu}^{m+} + \hat{D}_{gu}^{m-}) + \Sigma_{rg}^m,$$

$$\tilde{\psi}^m(t) = \left(\chi_g (1 - \beta^m) + \sum_{k=1}^6 \chi_{dgk} \frac{\lambda_k \beta_k^m}{u_k^m(t) + \lambda_k} \right) \psi_m(t).$$

한편, 선행핵 동적 진동수는 식 (2.18)로부터 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$u_k^m(t) = \frac{\beta_k^m \psi_m(t)}{C_k^m(t)} - \lambda_k \quad (2.23)$$

식 (2.23)을 앞서 유도한 동적 고유치 방정식 우변 과도상태 핵분열 선원항의 선행핵 동적 진동수에 대입하면 지발중성자 선원항은 총 선행핵밀도와 핵분열 선원항의 비로 나타낼 수가 있다. 선행핵 동적 진동수는 중성자속 동적 진동수의 함수이며 과도상태 핵분열 선원항은 식 (2.24)로 결정됨을 알 수 있다.

$$\tilde{\psi}^m(t) = \left(\chi_g (1 - \beta^m) + \sum_{k=1}^6 \chi_{dgk} \frac{C_k^m(t)}{\psi_m(t)} \right) \psi_m(t) \quad (2.24)$$

제 3 절 동적 진동수의 가상흡수단면적 특성

급경사도제한방법(SCM)은 동적 진동수가 포함된 항을 가상흡수단면적으로 사용하여 동적 고유치 방정식의 좌변에 두는 경우와 가상핵분열단면적으로 정의하여 우변에 두는 방식의 두 방식으로 적용할 수 있다. 이 연구에서는 가상흡수 단면적으로 처리하는 방식을 취하기는 하였는데 이 절에서는 그 이유를 제시하도록 한다.

기존 SCM은 동적 진동수가 포함된 항을 우변의 가상선원항으로 가정하여 새로운 동적 핵분열단면적을 정의하였다.[6] 1군 동적 고유치 방정식을 유도하면 아래 식 (2.25)와 같으며 이 때 동적 핵분열단면적은 식 (2.26)이다.

$$\begin{aligned} & \sum_{u=x,y,z} \zeta_u^m (J_u^{m+}(t) - J_u^{m-}(t)) + \Sigma_t^m(t) \phi^m(t) \\ &= \frac{1}{k_D} \left(\chi(1 - \beta^m) + \sum_{k=1}^6 \chi_{dk} \frac{\lambda_k \beta_k^m}{u_k^m(t) + \lambda_k} - \frac{\omega^m(t)}{v^m \nu \Sigma_f^m} \right) \nu \Sigma_f^m \phi^m(t) \end{aligned} \quad (2.25)$$

$$\nu \Sigma_{f,D}^m = \left(\chi(1 - \beta^m) + \sum_{k=1}^6 \chi_{dk} \frac{\lambda_k \beta_k^m}{u_k^m(t) + \lambda_k} - \frac{\omega^m(t)}{v^m \nu \Sigma_f^m} \right) \nu \Sigma_f^m \quad (2.26)$$

이 경우 동적 고유치는 동적 진동수 항을 포함한 새로운 핵분열 선원에 적

용되며 핵분열 선원에 영향을 주는 전체 반응단면적항을 동적 핵분열단면적으로 정의할 수 있다. 동적 핵분열단면적을 사용하면 동적 고유값과 동적 고유값이 1이 되는 동적 진폭진동수의 증가분 사이의 관계를 수학적으로 정리하여 유효 중성자 수명(effective neutron life time, l_{eff})을 정의할 수 있다. Chao 박사에 의해 유도된 동적 진폭진동수의 증가분 ($\delta\omega_r$) 과 동적 고유값 사이의 관계와 실질 중성자 수명을 식 (2.27)과 식 (2.28)로 표현할 수 있다.[6]

$$\delta\omega_r = \frac{\rho_D}{l_{eff}} \quad (2.27)$$

$$l_{eff} \cong \frac{\left\langle W^T, \sum_{k=1}^6 \frac{\lambda_k \frac{du_k^m}{d\omega_r} \beta_k^m(t)}{(u_k^m(t) + \lambda_k)^2} v \Sigma_f^m(t) \phi \right\rangle}{\langle W^T, v \Sigma_f^m(t) \phi \rangle} + \frac{\left\langle W^T, \frac{1}{v^m} \phi \right\rangle}{\langle W^T, v \Sigma_f^m(t) \phi \rangle} \quad (2.28)$$

이 관계식을 사용하여 수학적인 방법으로 동적 고유치가 1이 되는 동적 진폭진동수를 갱신할 수 있다. 하지만 동적 핵분열단면적은 감속재나 반사체와 같이 핵분열 물질이 존재하지 않는 영역에서 가상선원항은 물리적인 의미를 가질 수가 없다. 이러한 이유로 이 연구에서는 물리적 의미가 명확한 가상흡수단면적을 도입하여 동적 고유치 방정식을 정의한다. 또한, 가상흡수단면적을 사용하여 식 (2.27)과 동일한 관계식을 유도할 수 있지만 이 식을 사용한 임계 진폭진동수 계산보다 동적 고유치와 동적 진폭진동수의 선형 보간을 사용한 임계 진

폭진동수 갱신 방법의 계산과정이 단순하기 때문에 선형 보간을 사용한 동적 진폭진동수 갱신을 사용하도록 한다.

제 3 장 반복적 계산을 통한 과도해석 과정

앞 장에서 유도한 동적 고유치 방정식 계산에서 수렴시켜야 할 대상은 중성자속의 동적 진폭진동수, 분포진동수와 선행핵 진동수이다. 그 중 선행핵 동적 진동수는 계산 시점의 핵분열 선원과 선행핵 밀도를 사용하여 계산할 수 있으며 이들은 중성자속 동적 진동수의 함수로 표현할 수 있다. 이 장에서는 우선 함수분리를 통해 얻어진 중성자속의 진폭 및 분포진동수의 거동특성을 살펴보고 동적 진동수가 시간에 따른 연속성을 가진 함수인지 확인하고 동적 진동수 거동과 출력 거동 사이의 관계를 통해 동적 진동수 적분의 타당성을 살펴보고 평균 동적 진동수와 시점에서의 동적 진동수의 관계를 파악하도록 한다. 나아가 반복 계산을 통한 임계 동적 진동수 결정 과정 중 동적 진동수를 갱신하는 방법을 규명하고 CMFD 체계에서 급경사도 제한방법의 과도해석 계산 과정을 정리하도록 한다.

아래 1절에서는 동적 진동수의 거동으로부터 각 시점의 동적 고유치 방정식에 사용되는 동적 진동수를 결정하는 방법에 대해 알아보고 동적 진동수로부터 중성자속과 선행핵 밀도를 계산하는 과정을 제시한다. 2절에서 CMFD 체계의 SCM 반복 계산 과정을 살펴보고 문제의 수렴조건에 대하여 서술한다.

제 1 절 고유치 방정식 내 동적 진동수 결정

동적 진동수의 거동을 살펴보기 위하여 연료와 반사체로 이루어진 1차원 문제를 정의하고 제어봉이 끝까지 삽입된 단계에서 0.1초에 완전히 인출되는 문제를 구성하였다. 평균 동적 진동수를 구하기 위하여 중성자속이 필요하기 때문에 검증된 방법론인 CNET를 사용해 1cm의 작은 격자 크기를 이용한 유한차분계산을 수행하였다. 여러 시구간 크기 계산으로 얻어진 중성자속을 사용하여 식 (2.9)와 (2.10)에 의한 평균 동적 진동수를 계산하였다. 계산 시구간 크기는 0.1, 1, 10 ms를 사용하였다. 그런데 구해진 평균 동적 진동수는 계산 시구간 크기가 작아짐에 따라 순간 동적 진동수에 가까워질 것이고 시구간 크기가 큰 경우 해당 시구간의 평균값으로 측정되리라 예상할 수 있다.

그림 3-1은 1차원 문제의 동적 진폭진동수와 출력 거동을 보여준다. 그림으로부터 시구간 크기가 감소할수록 평균 동적 진폭진동수는 특정값으로 수렴하게 되고 매 시점의 순간 진폭진동수가 존재함을 확인할 수 있다. 또한, 큰 시구간 크기의 진폭진동수는 매 시구간의 시점과 종점 진폭진동수의 평균값임을 확인할 수 있다. 이로부터 매 시점의 진폭진동수를 이용하여 구간 내 평균값을 예측할 수 있고 출력분포 또한 계산이 가능함을 알 수 있다.

그림 3-2, 그림 3-3, 그림 3-4는 각각 300cm 노심의 1/3, 1/2, 2/3 지점에서

의 동적 분포진동수의 거동을 보여준다. 분포진동수는 제어봉이 이탈하는 시구
간에서 큰 변화를 보이며 완전히 이탈한 후에는 중성자속의 분포가 일정한 상
태를 유지한다는 것을 확인할 수 있다. 또 분포진동수의 거동 역시 연속함수를
이루고 진폭진동수와 마찬가지로 순간 시점 값을 갖는다는 것을 확인할 수 있
지만 분포진동수의 기울기는 연속성을 갖지 않는다는 것 또한 확인이 가능하다.

앞장에서 유도한 동적 고유치 방정식을 구성하여 계산을 수행할 때, 방정식
에 적용되는 동적 진동수 값들을 정확히 결정해야 한다. 그런데 동적 고유치 방
정식에 있는 중성자 속도로 나누어진 중성자속의 동적 진폭 및 분포진동수를
가상흡수단면적으로 정의한 바 있다. 이 중 동적 진폭진동수에 의한 가상흡수단
면적은 동일한 흡수체가 전체 노심에 적용되었다고 가정할 수 있고 이는 동적
고유치 방정식의 동적 고유값과 연계를 이루어 동적 고유값이 1이 되는 방향으
로 반복계산을 통하여 임계 동적 진폭 진동수를 계산할 수 있다. 이러한 계산
과정은 정상상태의 임계 붕산 농도를 구하는 계산 과정과 매우 유사하다. 한편,
동적 고유값이 1이 되는 진폭진동수를 계산할 때 공간에 따라 다른 값을 지니
는 분포진동수가 고정되어야 정확한 임계 진폭진동수를 구할 수 있다. 그런데
분포진동수에 의한 가상흡수단면적이 중성자 속도로 나누어져 매우 작은 값을
가지며 분포진동수의 공간에 따른 변화가 일종의 열쇄환 효과에 의한 반응단면
적 변화 효과로서 임계 진폭진동수 결정에 큰 영향을 주지 않는다고 판단할 수

있다. 이 판단에 따라 정상상태의 임계 붕산 농도 계산 과정에서 열궤환 효과가 붕산 농도 갱신과 같이 수행됨에 착안하여 진폭진동수와 분포진동수의 갱신을 동시에 하도록 한다. 구체적으로 분포진동수는 동적 고유벡터를 이용하여 계산하며 진폭진동수와 동시에 갱신이 되도록 한다.

서로 다른 두 진폭진동수 ($\omega_r^{(l)}$) 가 있고 그에 해당되는 두 동적 고유값 ($k_D^{(l)}$) 이 구해졌을 때 $k_D=1$ 을 만족하는 임계 동적 진폭진동수는 선형 보간법을 사용하여 식 (3.1)과 같이 구할 수 있다.

$$\omega_r = \omega_r^{(2)} + \frac{1 - k_D^{(2)}}{k_D^{(1)} - k_D^{(2)}} (\omega_r^{(1)} - \omega_r^{(2)}) \quad (3.1)$$

코드 내에서 임계 진폭진동수 추정 계산량을 최소화하기 위하여 일부 수렴된 해를 사용하여 다음 진폭진동수를 예측한다. 즉, 고정된 진폭진동수를 이용하여 CMFD 계산을 일정 횟수만 수행한 후 얻어진 동적 고유값을 사용한다. 식 (3.1)의 선형 보간을 위해 두 쌍의 진폭진동수와 고유값이 필요하므로 계산시점의 초기 진폭진동수는 이전 시점의 값을 사용하며 두 번째 진폭진동수는 계산시점 이전의 두 시점 정보를 사용하여 진폭진동수의 증가분을 계산하여 사용한다.

분포진동수는 동적 고유치 문제를 계산하였을 때 얻어지는 고유벡터를 사용하는데 정규화가 되지 않은 고유벡터를 분포함수로 사용하기 위해 식 (3.2)의 정규화 과정이 선행되어야 한다. 시점 t_i 의 정규화 인자 c_i 는 아래 관계식을 통

해 계산한다.

$$\sum_{m=1}^M V_m \sum_{g'=1}^G \kappa \Sigma_{fg'}^m(t_{i-1}) \phi_{g'}^m(t_{i-1}) = c_i \sum_{m=1}^M V_m \sum_{g'=1}^G \kappa \Sigma_{fg'}^m(t_i) \phi_{g'}^m(t_i) \quad (3.2)$$

c_i 를 사용하면 정규화된 중성자속 $\tilde{\phi}_g^m(t_i) = c_i \phi_g^m(t_i)$ 을 구할 수 있다.

이 정규화된 중성자속 분포를 사용하면 평균 동적 진동수의 정의에 따라 새로운 평균 동적 분포진동수를 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$\bar{\omega}_{S,g}^{m,i} = \frac{1}{\Delta t_i} \ln \frac{\hat{\phi}_g^m(t_i)}{\hat{\phi}_g^m(t_{i-1})} = \frac{1}{\Delta t_i} \ln \frac{p(t_{i-1}) \hat{\phi}_g^m(t_i)}{p(t_{i-1}) \hat{\phi}_g^m(t_{i-1})} = \frac{1}{\Delta t_i} \ln \frac{\tilde{\phi}_g^m(t_i)}{\tilde{\phi}_g^m(t_{i-1})} \quad (3.3)$$

한편, 동적 고유치 방정식에 사용될 동적 분포진동수는 시구간 $[t_{i-1}, t_i]$ 의 평균값이 아닌 시점 t_i 의 값이 필요하므로 외삽법을 이용하여 다음과 같이 추정한다.

$$\omega_{S,g}^{m,i} = 2\bar{\omega}_{S,g}^{m,i} - \omega_{S,g}^{m,i-1} \quad (3.4)$$

반면, 선행핵 동적 진동수는 식 (2.23)으로 계산이 가능한데 여기에는 시점 t_i 의 중성자속과 선행핵 밀도가 필요하다. 그런데 중성자속과 선행핵 밀도는 중성자속의 동적 진동수의 함수이고 정확한 동적 진동수의 결정과 더불어 해당 시구간 내 동적 진동수의 정확한 적분이 중요하다. 시점 t_i 의 중성자속을 결정하기 위해 동적 진동수의 주어진 시구간에 대한 적분을 수행해야 한다.

$$\phi_g(r, t_i) = \phi_g(r, t_{i-1}) e^{\int_{t_{i-1}}^{t_i} \omega_g(r, t') dt'} = p(t_{i-1}) e^{\int_{t_{i-1}}^{t_i} \omega_r(t') dt'} \hat{\phi}_g(r, t_{i-1}) e^{\int_{t_{i-1}}^{t_i} \omega_{s,g}(r, t') dt'} \quad (3.5)$$

그런데 진폭진동수에 대해서는 매 시점의 값들이 구해지므로 시구간 내 정확한 평균값이 아닌 근사를 통한 계산을 수행해야 한다. 진폭진동수를 1차식으로 근사할 경우, 시구간 내 시점과 종점 값의 평균을 이용하여 적분 계산이 가능하다. 하지만 시구간 크기가 증가할수록 1차식 근사를 이용한 적분은 오차를 갖게 된다. 따라서 진폭진동수를 2차 다항함수로 근사하여 적분을 수행하도록 할 수도 있다. 이 경우 최초 시구간을 제외하면 이전 두 시점의 진폭진동수를 이용한 2차 다항함수 근사 계산이 가능하다. 이를 통해 큰 시구간 크기의 출력 거동을 보다 자세히 근사할 것이라 기대할 수 있다. 식 (3.5)의 진폭진동수의 적분을 1차, 2차 다항함수를 사용하여 근사할 경우 아래와 같이 계산할 수 있다.

- 1) 진폭진동수의 1차식 근사를 사용한 적분

$$\int_{t_{i-1}}^{t_i} \omega_r(t') dt' = \frac{\omega_r(t_i) + \omega_r(t_{i-1})}{2} \Delta t_i \quad (3.6)$$

- 2) 진폭진동수의 2차식 근사를 사용한 적분

$$\omega_r(t') = c_1 t'^2 + c_2 t' + c_3$$

$$\begin{bmatrix} 1 & t_{i-2} & t_{i-2}^2 \\ 1 & t_{i-1} & t_{i-1}^2 \\ 1 & t_i & t_i^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \omega_r(t_{i-2}) \\ \omega_r(t_{i-1}) \\ \omega_r(t_i) \end{bmatrix}$$

$$\int_{t_{i-1}}^{t_i} \omega_T(t') dt' = \int_{t_{i-1}}^{t_i} (c_1 t'^2 + c_2 t' + c_3) dt' = \left[\frac{1}{3} c_1 t'^3 + \frac{1}{2} c_2 t'^2 + c_3 t' \right]_{t_{i-1}}^{t_i} \quad (3.7)$$

평균 분포진동수는 현 시점의 정규화된 고유벡터와 이전 시점의 중성자속을 식 (2.10)에 적용하여 계산할 수 있기 때문에 동적 고유치 문제의 고유벡터가 수렴할 경우 쉽게 계산할 수가 있다. 따라서, 식 (3.5)의 분포진동수의 시구간 내 적분은 아래와 같이 표현할 수 있다.

$$\int_{t_{i-1}}^{t_i} \omega_{S,g}(r, t') dt' = \bar{\omega}_{S,g}(r, t_i) \Delta t_i \quad (3.8)$$

반면, 시점 t_i 의 선행핵 밀도는 식 (2.14)를 해석적으로 적분하여 계산할 수 있으며 아래 과정을 통해 중성자속의 동적 진동수를 이용하여 식 (3.9)로 정리할 수 있다.

$$C_k^m(t_i) = C_k^m(t_{i-1}) e^{-\lambda_k \Delta t_i} + \beta_k^m e^{-\lambda_k \Delta t_i} \sum_{g'=1}^G \nu \bar{\Sigma}_{f,g'}^{m,i} \phi_{g'}^m(t_{i-1}) \int_0^{\Delta t_i} e^{\int_{t_{i-1}}^{t'} \omega_T(t'') dt'' + \int_{t_{i-1}}^{t'} \omega_{S,g'}(r, t'') dt'' + \lambda_k t'} dt' \quad (3.9)$$

여기서 $\nu \bar{\Sigma}_{f,g'}^{m,i}$ 는 시구간 $[t_{i-1}, t_i]$ 의 평균 핵분열 반응단면적 값이다.

그런데 다항함수인 동적 진폭 및 분포진동수의 적분을 포함하는 지수함수의 적분은 해석적으로 구할 수 없으므로 동적 진동수 적분을 고정된 값으로 근사하도록 한다. 앞서 구한 동적 진동수의 시구간 내 적분값을 시구간 크기로 나누

어 그 평균값을 고정된 값으로 사용한다.

$$\int_{t_{i-1}}^{t_i} \omega_T(t'') dt' + \int_{t_{i-1}}^{t_i} \omega_{S,g}(r, t'') dt' \equiv (\bar{\omega}_T(t_i) + \bar{\omega}_{S,g}(r, t_i)) t' \quad (3.10)$$

여기서

$$\bar{\omega}_T(t_i) = \frac{1}{\Delta t_i} \int_{t_{i-1}}^{t_i} \omega_T(t') dt'$$

$$\bar{\omega}_{S,g}(r, t_i) = \frac{1}{\Delta t_i} \int_{t_{i-1}}^{t_i} \omega_{S,g}(r, t') dt'$$

식 (3.10)을 식 (3.9)에 대입하면 시점 t_i 의 선행핵 밀도를 계산할 수 있다.

$$\begin{aligned} C_k^m(t_i) &= C_k^m(t_{i-1}) e^{-\lambda_k \Delta t_i} + \beta_k^m e^{-\lambda_k \Delta t_i} \sum_{g'=1}^G v \bar{\Sigma}_{fg'}^{m,i} \phi_{g'}^m(t_{i-1}) \int_0^{\Delta t_i} e^{(\bar{\omega}_T(t_i) + \bar{\omega}_{S,g}(r, t_i) + \lambda_k) t'} dt' \\ &= C_k^m(t_{i-1}) e^{-\lambda_k \Delta t_i} + \beta_k^m \sum_{g'=1}^G v \bar{\Sigma}_{fg'}^{m,i} \phi_{g'}^m(t_{i-1}) \frac{e^{(\bar{\omega}_T(t_i) + \bar{\omega}_{S,g}(r, t_i) + \lambda_k) \Delta t_i} - e^{-\lambda_k \Delta t_i}}{\bar{\omega}_T(t_i) + \bar{\omega}_{S,g}(r, t_i) + \lambda_k} \end{aligned} \quad (3.11)$$

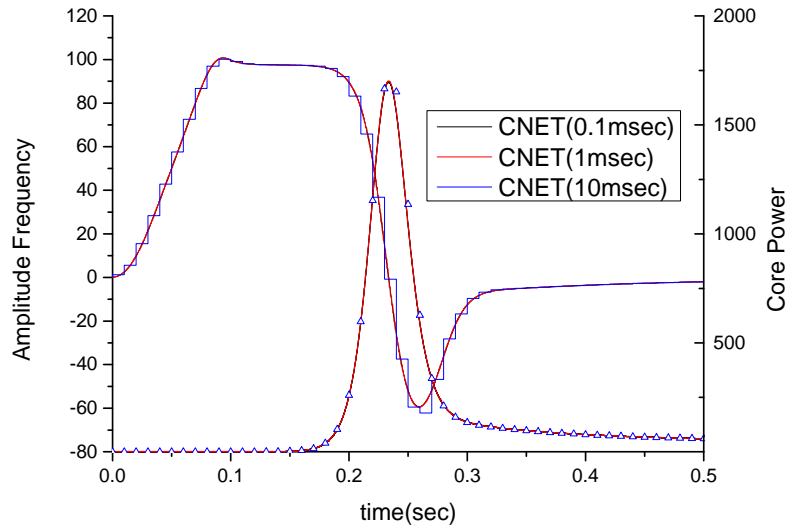


그림 3-1. 시구간 크기에 따른 동적 진폭진동수와 출력 거동

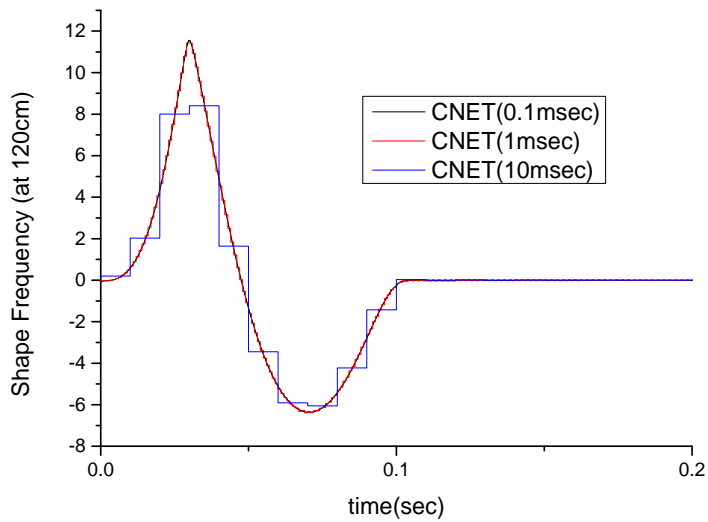


그림 3-2. 시구간 크기에 따른 노심 하단 동적 분포진동수 거동 (120cm)

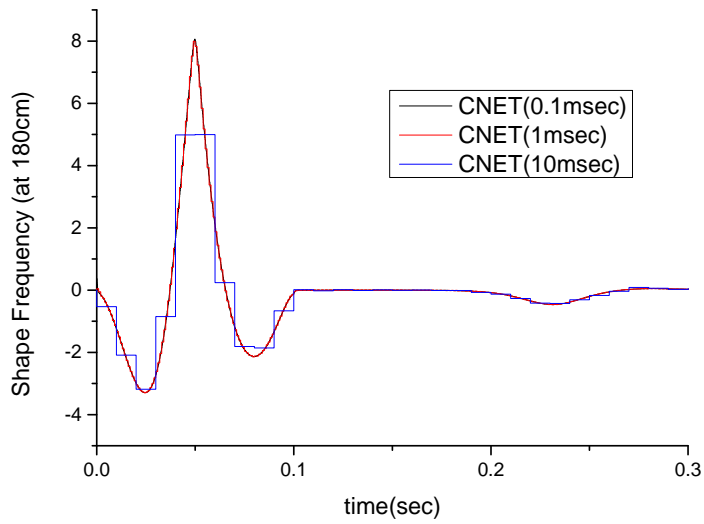


그림 3-3. 시구간 크기에 따른 노심 중앙부 동적 분포진동수 거동 (180cm)

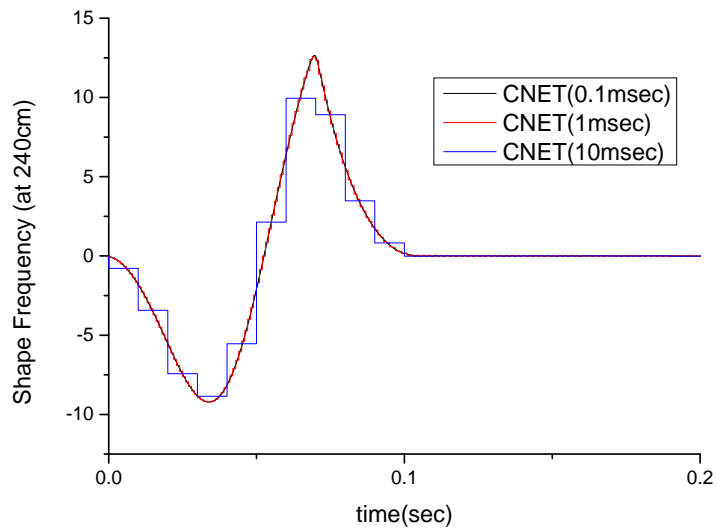


그림 3-4. 시구간 크기에 따른 노심 상단 동적 분포진동수 거동 (240cm)

제 2 절 CMFD 기반 SCM 반복 계산 과정

동적 고유치 문제는 동적 고유값이 1이 될 때까지 반복적으로 계산되어야 한다. 이 과정은 고차 노달계산으로부터 얻어지는 보정격자연계인자(CNCC)를 적용한 정상상태 고유치 문제의 CMFD 기반 노달계산과정과 유사한 방식으로 계산이 수행된다. 과도노달계산에 사용되는 횡방향 적분된 1차원 중성자 확산 방정식은 가상흡수단면적항과 과도상태 선원항을 포함하게 된다. 식 (3.12)은 가상흡수단면적항과 과도상태 선원항을 과도상태 고정선원항으로 묶어 표현한 횡방향 적분된 z방향 중성자 확산방정식이다.

$$\frac{d^2}{dz^2} \bar{\phi}_{g,z}^m(t) + \Sigma_{rg}^m(t) \bar{\phi}_{g,z}^m(t) = \frac{1}{k_D} \chi_g \bar{\psi}_{m,z}(t) + \bar{s}_z^m(t) - L_{g,xy}^m(t) + q_{g,tr}^m(t) \quad (3.12)$$

여기서

$$\bar{\phi}_{g,z}^m(t) = \frac{1}{h_x h_y} \int_0^{h_x} \int_0^{h_y} \phi_g^m(x, y, z, t) dy dx$$

$$L_{g,z}^m(t) = \sum_{u'=x,y} \frac{J_{gu'}^{m+}(t) - J_{gu'}^{m-}(t)}{h_{u'}}$$

$$q_{g,tr}^m(t) = \frac{1}{k_D} \left(-\chi_g \beta^m + \sum_{k=1}^6 \chi_{dgk} \frac{\lambda_k \beta_k^m}{u_k^m(t) + \lambda_k} \right) \bar{\psi}_{m,z}(t) - \frac{\omega_g^m(t)}{\nu_g^m} \bar{\phi}_{g,z}^m(t)$$

가상흡수단면적은 중성자 속도를 분모에 포함하고 있어 작은 값을 가지지만 제거단면적에 더해질 경우 제거단면적의 변화를 초래한다. 제거단면적 변화는 확산길이(Diffusion Length)를 변화시키며 격자 내 중성자속 분포에 영향을 준다. 이러한 중성자속 분포의 비물리적 변화를 피하기 위해 정상상태 고유치 방정식에 나타나지 않는 모든 항을 과도상태 고정신원항으로 정의하고 이 항을 우변으로 이동시켜 횡방향 누설항에 포함시킨다. 이는 SENM에 적용된 BDF 해법과 동일하다.[10]

그림 3-5는 매 시구간의 과도해석 순서도를 나타낸다. 자세한 설명은 아래와 같으며 RENU스 코드의 SCM 해법이 선택되었을 때 작동한다.

- 1) 이전 시점의 출력분포를 이용하여 현재 시점의 연료 온도분포를 계산한다.
- 2) 제어봉 움직임과 열궤환효과에 의한 외부 유동을 고려하여 각 격자의 거시반응단면적을 갱신한다.
- 3) 동적 고유값을 1로 초기화한다. 진폭진동수와 선행핵 진동수는 이전 시점의 값들로 초기화되 분포진동수는 0으로 초기화한다.
- 4) 갱신된 총 동적 진동수로 구성된 가상흡수단면적과 온도에 의한 반응단면적과 CNCC를 이용하여 CMFD 선형계의 좌변 행렬을 구성한다.

- 5) 동적 고유값이 곱해진 선원항을 이용하여 CMFD 선형계의 우변 행렬을 구성한다.
- 6) BiCGSTAB을 이용한 CMFD의 부분 수렴된 해를 계산한다.
- 7) 동적 고유값을 이용한 진폭진동수 갱신, 정규화된 고유벡터를 이용한 분포진동수 갱신, 중성자속과 선행핵 밀도 계산을 통한 선행핵 진동수를 갱신한다. 만약 핵분열 선원분포의 수렴조건과 동적 고유값이 1을 만족한다면 단계 10으로 이동한다.
- 8) 노달 계산 조건을 만족하면 SENM을 이용하여 CNCC를 갱신한다.
- 9) 갱신된 출력분포를 사용하여 연료 온도를 계산한 후 단계 4로 이동한다.
- 10) 중성자속과 노심 출력 준위와 상대적인 출력 분포를 갱신한다.
- 11) 냉각재의 온도를 갱신하기 위하여 전체 열수력 계산을 수행한다.
- 12) 선행핵 밀도를 갱신한다.
- 13) 다음 시점 계산으로 넘어간다.

일반적으로 CNCC를 갱신하기 위한 노달계산은 계산량이 과도하기 때문에 충분히 큰 반응단면적 변화가 있을 경우 수행된다. CNET 방법을 이용한 과도해석에서도 조건부 노달 계산 조건이 사용되고 있으며 이러한 조건부 노달 계산

의 정확성과 효율성은 검증이 되었다.[2] 매 시구간의 노달계산 적용 여부는 지역별 제거반응단면적의 최대 상대변화율에 의하여 판단된다.

$$\Delta \Sigma_{rg}^{\max} = \max \left| \frac{\Sigma_{rg}^{m,(j)} - \Sigma_{rg}^{m,(j-1)}}{\Sigma_{rg}^{m,(j)}} \right| > \epsilon_{xsec} \quad (3.13)$$

제거반응단면적의 최대 변화율을 찾기 위해 현재 시점의 외부유동과 열교환 효과가 고려된 최근 제거반응단면적과 이전 조건부 노달계산 판단에 사용된 제거반응단면적을 사용한다. 지역별 제거반응단면적의 최대 상대변화율의 절대값이 특정값보다 클 경우 해당 시구간에서 노달계산을 수행하며 이 때, 다음 조건부 노달계산에 적용할 제거반응단면적을 갱신한다.

SCM은 임계 동적 진동수를 찾을 때까지 동적 고유치 문제를 해석하되 CNET보다 노달 계산이 많이 수행된다. 매번 새로운 동적 진동수가 갱신될 때마다 그 값을 이용하여 노달계산을 수행하면 많은 계산량이 부과되므로 동적 진동수를 일정 횟수만큼 갱신할 때마다 노달계산을 수행하도록 설정하였다. 이는 벤치마크 문제를 이용하여 여러 번 시행한 결과, 매번 노달계산을 수행할 때와 동일한 계산결과를 유지하며 계산시간이 단축되는 것을 확인하였다.

매 시구간 계산에 사용되는 $k_D = 1$ 의 판단 조건을 설정하기 위하여 동적 반응도 ($\rho_D = 1 - \frac{1}{k_D}$)를 정의하였다. 매 CMFD 계산 이후 부분 수렴된 동적 고유값

으로 동적 반응도를 계산하여 특정 값보다 작을 경우 임계 동적 진동수가 결정되었다고 판단한다. 여러 계산을 통해 특정 값을 설정하였으며 임계 동적 진폭 진동수 판단조건은 다음과 같다.

$$1 - \frac{1}{k_D} < 10^{-6} \quad (3.14)$$

동적 반응도를 사용한 수렴조건으로 임계 동적 진폭진동수를 판단할 수 있지만 동적 분포진동수의 수렴여부는 확인할 수 없다. 공간에 따른 값인 분포진동수의 수렴판단을 위하여 임계 동적 진동수 조건 외 핵분열 선원의 수렴이 중요한 판단조건으로 사용된다. 또한, CMFD 계산을 통해 얻어진 중성자속은 반복 계산의 효율을 위해 충분히 수렴시키지 않은 부분 수렴된 값이므로 중성자속의 수렴여부를 판단하기 위해서도 사용된다. 아래 식 (3.15)와 같이 핵분열 선원의 수렴을 판단한다.

$$\delta_\psi = \frac{\|\psi^{(l)} - \psi^{(l-1)}\|_2}{\|\psi^{(l)}\|_2} < \varepsilon_\psi \quad (3.15)$$

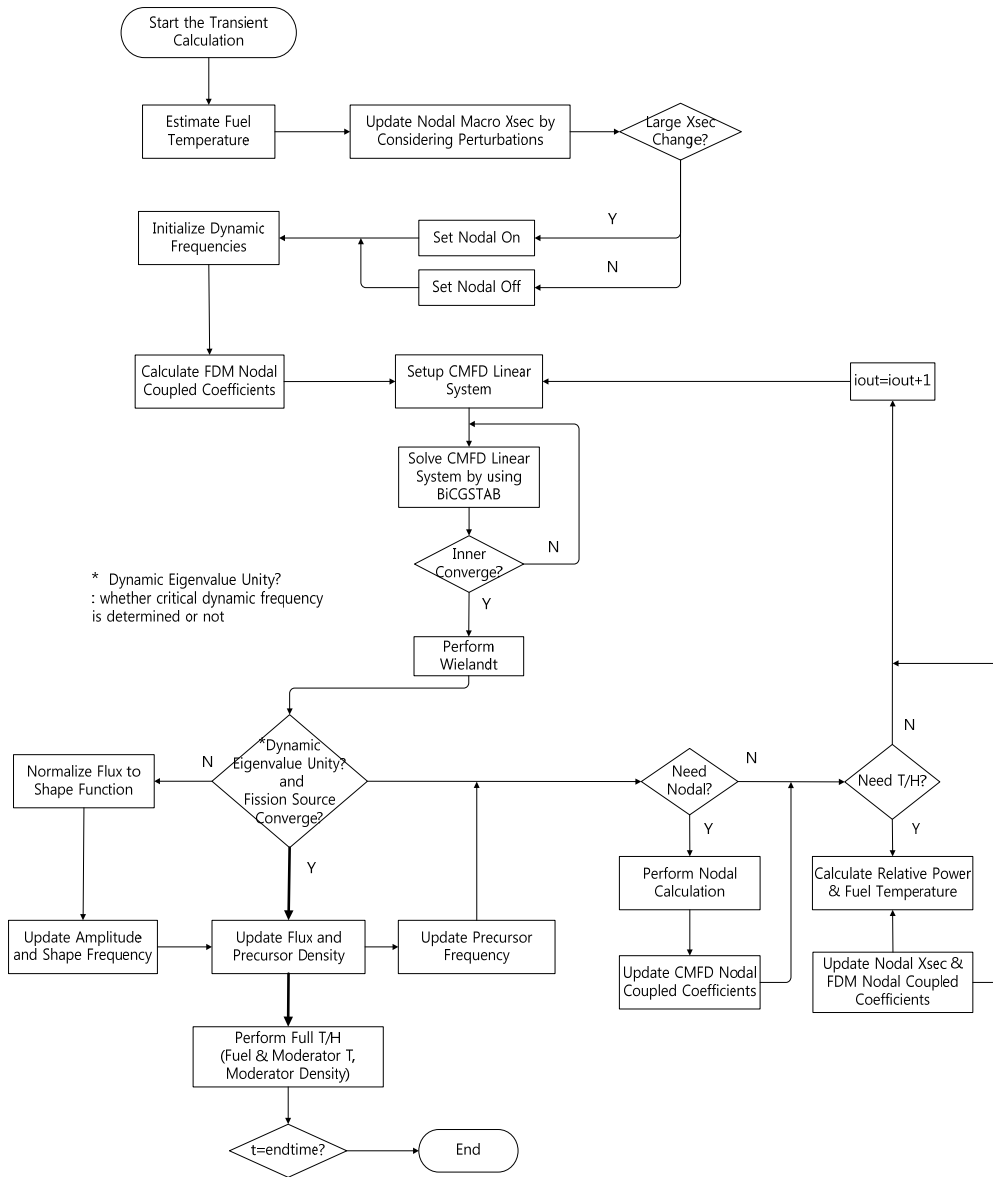


그림 3-5. 매 시구간의 CMFD 체계 노심과도해석 계산 순서도

제 4 장 과도 SP₃ 방정식과 SCM

볼츠만 수송방정식으로부터 각종성자속과 산란단면적에 L차 르장드르 다항식을 전개하여 P_L 방정식을 유도할 수 있으며 시간에 따른 변화를 고려하면 다군 1차원 과도 P_L 방정식을 구할 수 있다. SP₃ 과도 해석을 위한 과도 SP₃ 방정식은 다음의 다군 1차원 과도 P_L 방정식으로부터 유도한다.

$$\begin{aligned} \frac{n}{2n+1} \frac{\partial}{\partial z} \phi_{n-1,g}(z,t) + \frac{n+1}{2n+1} \frac{\partial}{\partial z} \phi_{n+1,g}(z,t) + \left(\Sigma_{mg}(z,t) + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \right) \phi_{n,g}(z,t) \\ = \delta_{0,n} \left(\chi_{pg}(1-\beta)\psi + \chi_{dg} \sum_{k=1}^6 \lambda_k C_k \right) + \sum_{g'=1}^G \Sigma_{n,g'}(z,t) \phi_{n,g'}(z,t) \end{aligned} \quad (3.16)$$

식 (3.16)에 차수 n을 0부터 3까지 대입하고 정리하여 다음과 같은 행렬형태 P₃ 방정식을 얻는다.

$$\begin{bmatrix} \Sigma_{i0g} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} & \frac{\partial}{\partial z} & & & \\ \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial z} & \Sigma_{i1g} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} & \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} & & \\ & \frac{2}{5} \frac{\partial}{\partial z} & \Sigma_{i2g} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} & \frac{3}{5} \frac{\partial}{\partial z} & \\ & & \frac{3}{7} \frac{\partial}{\partial z} & \Sigma_{i3g} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} & \\ & & & & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_{0g} \\ \phi_{1g} \\ \phi_{2g} \\ \phi_{3g} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \chi_{pg}(1-\beta)\psi + \chi_{dg} \sum_{k=1}^6 \lambda_k C_k + \sum_{g'=1}^G \Sigma_{0,g'} \phi_{0g'} \\ \sum_{g'=1}^G \Sigma_{1,g'} \phi_{1g'} \\ \sum_{g'=1}^G \Sigma_{2,g'} \phi_{2g'} \\ \sum_{g'=1}^G \Sigma_{3,g'} \phi_{3g'} \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

SP₃ 방정식을 유도하기 위하여 1차와 3차 대한 식을 0차와 2차에 대입하는

데 시간미분항의 존재로 인하여 정상상태 SP₃방정식과 달리 1차와 3차 모멘트 중성자속이 간단히 제거되지 않는다. 따라서, 1차와 3차의 시간미분항을 0으로 가정하고 정상상태 SP₃방정식 유도과 마찬가지로 몇 가지 가정을 도입한다.

$$1) \quad \Sigma_{mg} = \Sigma_{t0g} = \Sigma_{tg}$$

$$2) \quad \sum_{g'=1}^G \Sigma_{1,g'g} \phi_{1g'} \cong \sum_{g'=1}^G \Sigma_{1,gg'} \phi_{1g} = \Sigma_{1,sg} \phi_{1g}$$

$$3) \quad \Sigma_{n,g'g} = 0 \quad (\forall n \geq 2)$$

$$4) \quad D_{0g} = \frac{1}{3(\Sigma_{tg} - \Sigma_{1,sg})} = \frac{1}{3\Sigma_{trg}}$$

$$5) \quad D_{2g} = \frac{3}{7\Sigma_{tg}}$$

$$6) \quad \Sigma_{rg} = \Sigma_{tg} - \Sigma_{0,gg}$$

$$7) \quad \frac{1}{v_g} \frac{\partial \phi_{ng}}{\partial t} = 0 \quad (n=1,3)$$

1)부터 7)을 이용하여 식 (3.17)를 정리하고 1차원에 대한 식을 3차원으로 확장하여 특정 격자 m에 대해 3차원 SP₃ 방정식을 다음과 같이 표현한다.

$$\begin{aligned}
& \begin{bmatrix} -D_{0g}\nabla^2 + \Sigma_{rg} & -2D_{0g}\nabla^2 \\ -\frac{2}{5}D_{0g}\nabla^2 & -\frac{4}{5}D_{0g}\nabla^2 - \frac{3}{5}D_{2g}\nabla^2 + \Sigma_{tg} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_{0g}(r,t) \\ \phi_{2g}(r,t) \end{bmatrix} \\
& = \begin{bmatrix} \chi_{pg}(1-\beta)\psi(r,t) + \chi_{dg} \sum_{k=1}^6 \lambda_k C_k(r,t) + \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \neq g}}^G \Sigma_{g'g} \phi_{0g}(r,t) - \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \phi_{0g}(r,t) \\ -\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \phi_{2g}(r,t) \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{3.18}$$

식 (3.18)의 우변에 존재하는 시간미분항에 대하여 동적 진동수를 대입하고 우변의 선원항에 동적 고유값 적용하며 우변을 정상상태와 과도상태 선원항으로 나누어 정리한다.

$$\begin{bmatrix} -D_{0g}\nabla^2 + \Sigma_{rg} & -2D_{0g}\nabla^2 \\ -\frac{2}{5}D_{0g}\nabla^2 & -\frac{4}{5}D_{0g}\nabla^2 - \frac{3}{5}D_{2g}\nabla^2 + \Sigma_{tg} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_{0g}(r,t) \\ \phi_{2g}(r,t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q_g^{ss}(r,t) + q_{0g}^{ts}(r,t) \\ q_{2g}^{ts}(r,t) \end{bmatrix} \tag{3.19}$$

여기서

$$q_g^{ss}(r,t) = \frac{\chi_g}{k_D} \psi(r,t) + \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \neq g}}^G \Sigma_{g'g} \phi_{0g'}(r,t)$$

$$q_{0,g}^{ts}(r,t) = \frac{1}{k_D} \left[(-\chi_g + \chi_{pg}(1-\beta)) \psi(r,t) + \chi_{dg} \sum_{k=1}^6 \lambda_k C_k(r,t) \right] - \frac{\omega_{0g}(r,t)}{v_g} \phi_{0g}(r,t)$$

$$q_{2,g}^{ts}(r,t) = -\frac{\omega_{2g}(r,t)}{v_g} \phi_{2g}(r,t)$$

$$\omega_{ng}(r,t) = \frac{1}{\phi_{ng}(r,t)} \frac{\partial}{\partial t} \phi_{ng}(r,t)$$

SP3 방정식 기반의 선원전개 노달해법을 적용하기 위해 횡방향 적분된 1차원 SP₃ 방정식을 유도하여 횡방향 누설항을 우변으로 이항하면 특정 격자 m과 시점 i에 대하여 다음과 같은 식을 구할 수 있다.

$$\begin{bmatrix} -D_{0g,i}^m \frac{d^2}{du^2} + \Sigma_{rg,i}^m & -2D_{0g,i}^m \frac{d^2}{du^2} \\ -\frac{2}{5}D_{0g,i}^m \frac{d^2}{du^2} & -\frac{4}{5}D_{0g,i}^m \frac{d^2}{du^2} - \frac{3}{5}D_{2g,i}^m \frac{d^2}{du^2} + \Sigma_{tg,i}^m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_{0g,i}^m \\ \phi_{2g,i}^m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q_{g,i}^{ss,m} + q_{0g,i}^{ts,m} - L_{0g,i}^m \\ q_{2g,i}^{ts,m} - \frac{2}{5}L_{0g,i}^m - \frac{3}{5}L_{2g,i}^m \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

여기서

$$u = x, y, z$$

$$L_{n,g,i}^m = \sum_{\substack{u'=x,y,z \\ u' \neq u}} \frac{J_{n,gu',i}^{m+} - J_{n,gu',i}^{m-}}{h_{u'}} \quad (n=0,2)$$

P₁ 방정식 기반의 선원전개 노달해법과 마찬가지로 과도상태 선원항을 횡방향 누설항에 포함시켜 계산을 수행한다. 2차 모멘트 중성자속에 의해 정의되는

2차 모멘트 동적 진동수는 진폭과 분포진동수로 인수분해를 수행하지 않고 정의한다. 이 때, 노달계산에 사용되는 2차 모멘트 동적 진동수는 시구간의 평균값을 사용하며 2차 모멘트 중성자속은 음수가 될 수 있기 때문에 식 (3.21)과 같이 자연로그를 사용하지 않고 계산한다.

$$\bar{\omega}_{2g,i}^m = \frac{1}{\phi_{2g}^m(t_i)} \frac{\phi_{2g}^m(t_i) - \phi_{2g}^m(t_{i-1})}{\Delta t_i} \quad (3.21)$$

제 5 장 계산 결과와 비교 분석

개선된 SCM의 성능을 평가하기 위하여 RENSUS 코드를 사용하여 제어봉 이탈 문제인 NEACRP 과도상태 벤치마크문제를 계산하였다. RENSUS 코드의 CNET와 BDF해법을 사용한 NEACRP 벤치마크 문제의 정확도는 기준해인 PANTHER 결과와 이미 비교하여 검증되었다.[10] RENSUS 코드를 사용한 P1 방정식 기반 계산결과는 CNET 해법의 1ms 시구간 크기 계산결과를 기준으로 설정하고, SP₃ 방정식 기반 계산결과는 BDF 해법의 1ms 시구간 크기 계산결과를 기준으로 설정하였다. 이 장에서는 여러 시구간 크기에 대한 결과 비교를 수행하여 SCM이 큰 시구간 크기에서 안정적이고 정확한 해를 산출한다는 것을 확인하며 계산 시간 차이를 비교하여 SCM의 성능을 평가한다.

아래 1절에서는 P1방정식 기반 SCM 계산의 큰 시구간 크기에 대한 정확도를 확인하도록 한다. 2절에서는 CNET와 계산시간의 비교를 통해 SCM의 최적화 가능성을 평가하고, 3절에서는 SP₃방정식 기반 SCM 계산을 BDF와 비교하여 SCM SP₃ 과도계산의 우수성을 입증하도록 한다.

제 1 절 P₁ 방정식 기반 SCM 계산 정확성 검증

먼저 다양한 시구간 크기를 사용한 SCM과 CNET의 결과를 A1과 C1 문제에

대하여 생산하고, SCM에 대해서는 진폭진동수의 1차식 근사를 사용한 결과를 생산하였다. 아래에서는 1차식 근사의 정확도를 먼저 살펴보고 이 후 2차식 근사를 적용하여 개선된 결과를 확인하도록 한다.

A1 문제에 대한 노심 출력 결과를 보여주는 그림 5-1과 그림 5-2에서 SCM과 CNET의 결과 중 30 ms 이상의 결과를 보면 출력값의 최대치가 SCM이 더욱 안정적인 모습을 보임을 확인할 수 있지만 대체적으로 시구간 크기에 관계없이 비슷한 정확도를 가지고 있음을 확인할 수 있다. 그림 5-3과 그림 5-4는 NEACRP 문제 중 가장 심대한 이탈반응도가를 가진 고온 영출력 문제인 C1 문제의 결과를 비교한다. 이 그림에서 CNET의 출력 결과가 20ms 시구간 크기 이상부터 출력값의 최대치가 기준해와 비교하였을 때 상당히 높게 계산됨을 알 수 있다. CNET의 경우 30ms 시구간 크기 계산은 전혀 다른 출력거동을 나타내므로 그 이상 시구간 크기로는 계산을 수행하지 않았다. 반면 SCM의 경우 높은 정확도를 보이며 30 ms 이상의 큰 시구간 크기에서도 계산이 가능하였다. 하지만 계산에 사용되는 시구간 크기가 증가할수록 출력의 최대치가 기준해보다 작게 계산되는 것을 확인할 수 있다. 이는 동적 진폭진동수를 적분하여 중성자속을 계산하는 과정에서 정확한 적분이 이루어지지 않았기 때문이라고 판단된다.

한편 그림 5-5와 그림 5-6는 각각 A1과 C1 문제의 반경방향으로 적분된

축방향 출력 분포를 나타낸다. 0.1초에 완전히 이탈하는 문제에서 0.04초일 때 CNET 1ms 시구간 크기 결과와 SCM 20, 40ms 시구간 크기 계산결과를 비교하였다. 이 그림에서 시구간 크기가 큰 40ms에서 출력분포가 기준해인 CNET와 일치함을 확인할 수 있다.

그림 5-7은 C1 문제의 0.04초에서 반경방향 출력분포를 비교한 것으로 SCM 40ms 출력분포와 기준해가 최대 0.02% 상대오차 수준으로 일치함을 확인할 수 있다.

큰 시구간 크기에서 SCM의 부정확한 출력 거동을 개선하기 위하여 진폭진동수에 2차다항식 근사를 사용하여 계산하였다. 그림 5-8과 그림 5-9는 C1 문제의 1차, 2차 다항식 근사 결과를 비교한 것이다. 이 그림에서 2차 다항식 근사가 일단 시구간 크기가 작을 경우에 정확한 결과를 생산함을 볼 수 있으며, 시구간 크기가 큰 계산에서 1차식 근사의 부정확한 결과를 상당히 개선함을 알 수 있다. 1차식 근사의 SCM이 큰 시구간 크기를 사용한 계산에서 이미 CNET보다 더 정확하지만 2차 다항식 근사를 사용할 경우 계산 결과가 더욱 개선되어 매우 정확해진다는 것을 알 수 있다.

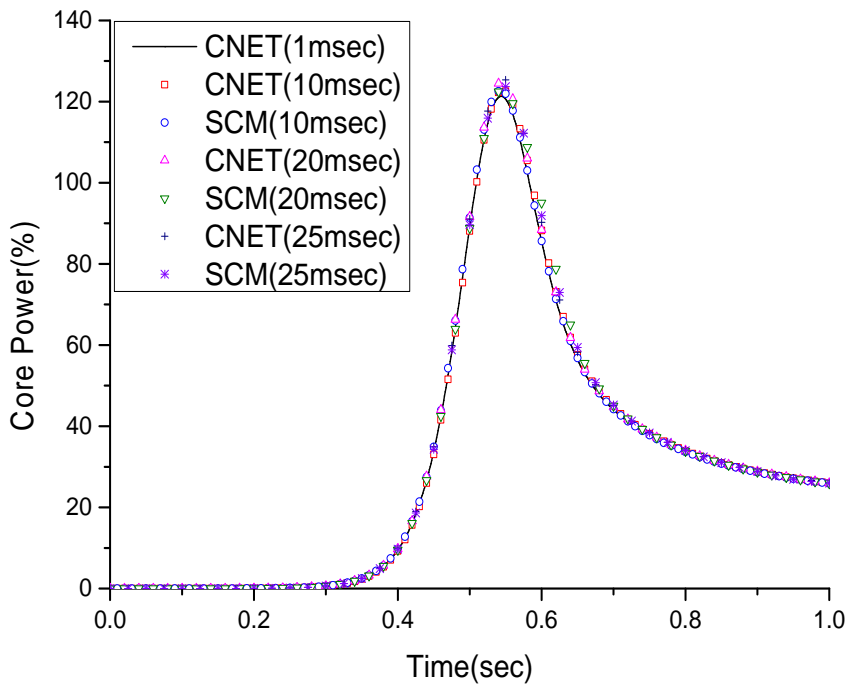


그림 5-1. NEACRPA1문제에 대한 CNET와 SCM의 출력거동 비교(10ms~25ms)

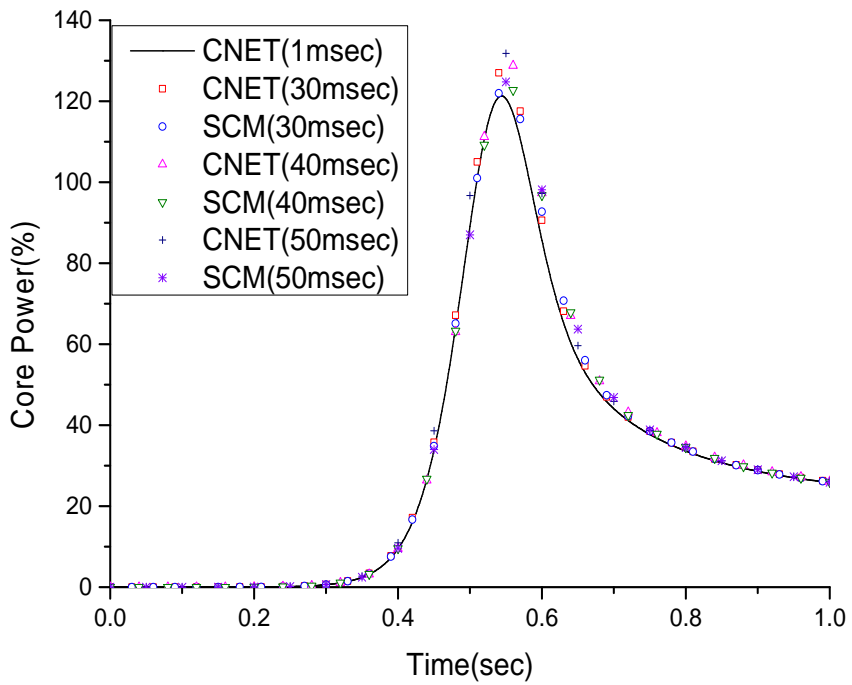


그림 5-2. NEACRPA1문제에 대한 CNET와 SCM의 출력거동 비교(30ms~50ms)

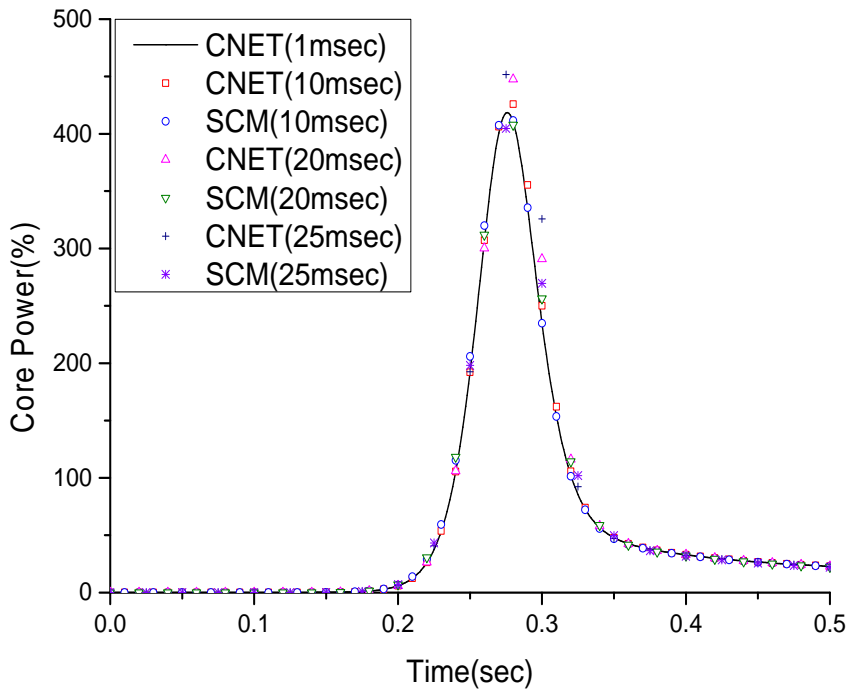


그림 5-3. NEACRP C1문제에 대한 CNET와 SCM의 출력거동 비교(10ms~25ms)

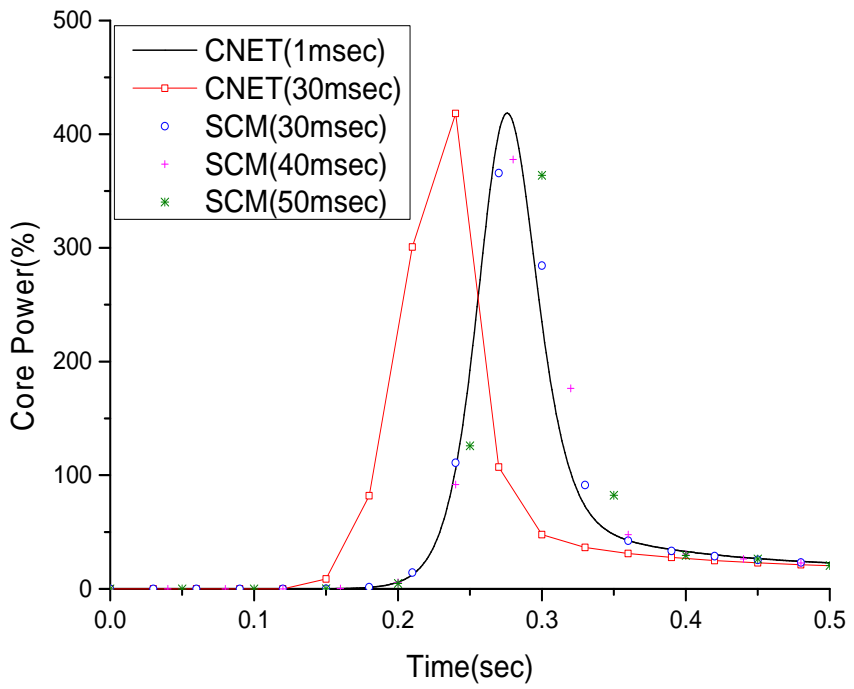


그림 5-4. NEACRP C1문제에 대한 CNET와 SCM의 출력거동 비교(30ms~50ms)

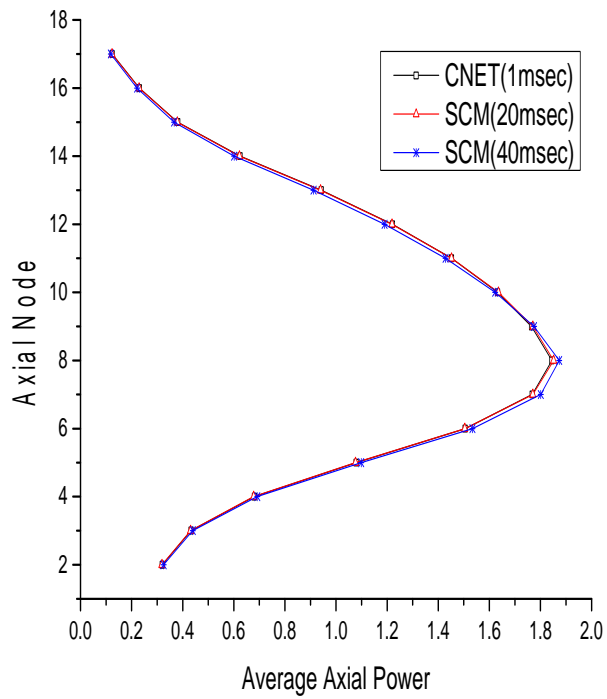


그림 5-5. NEACRP A1문제의 축방향 출력분포 비교(0.04sec)

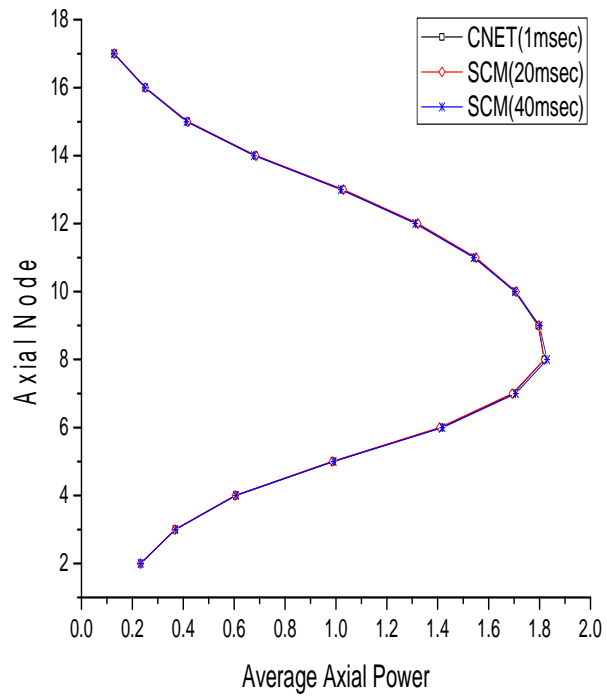


그림 5-6. NEACRP C1문제의 축방향 출력분포 비교(0.04sec)

0.24	0.43	0.46	1.23	1.95	2.19	1.63	1.53
0.24	0.43	0.45	1.21	1.91	2.14	1.59	1.5
0	0.01	0.01	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02
0.39	0.54	0.74	1.34	1.87	2.11	1.95	1.22
0.39	0.54	0.73	1.32	1.83	2.07	1.91	1.19
0	0.01	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02
0.37	0.64	0.53	1.25	1.71	1.84	1.84	
0.37	0.63	0.53	1.23	1.68	1.8	1.8	
0	0	0.01	0.01	0.02	0.02	0.02	
0.88	1.03	1.06	1.23	1.26	1.51	1.15	
0.89	1.03	1.06	1.22	1.24	1.48	1.12	
-0.01	0	0	0.01	0.02	0.02	0.02	
1.29	1.3	1.31	1.07	0.54	0.77		
1.3	1.31	1.31	1.07	0.54	0.76		
-0.01	0	0	0	0.01	0.02		
1.24	1.32	1.28	1.15	0.65			
1.25	1.32	1.28	1.15	0.65			
-0.01	0	0	0	0			
0.56	1.05	1.19	0.82			SCM(40ms)	
0.57	1.05	1.19	0.82			CNET(1ms)	
-0.01	-0.01	0	0			Err[%]	
0.67	0.6						
0.67	0.61						
-0.01	-0.01						

그림 5-7. NEACRP C1문제의 반경방향 출력분포 비교(0.04sec)

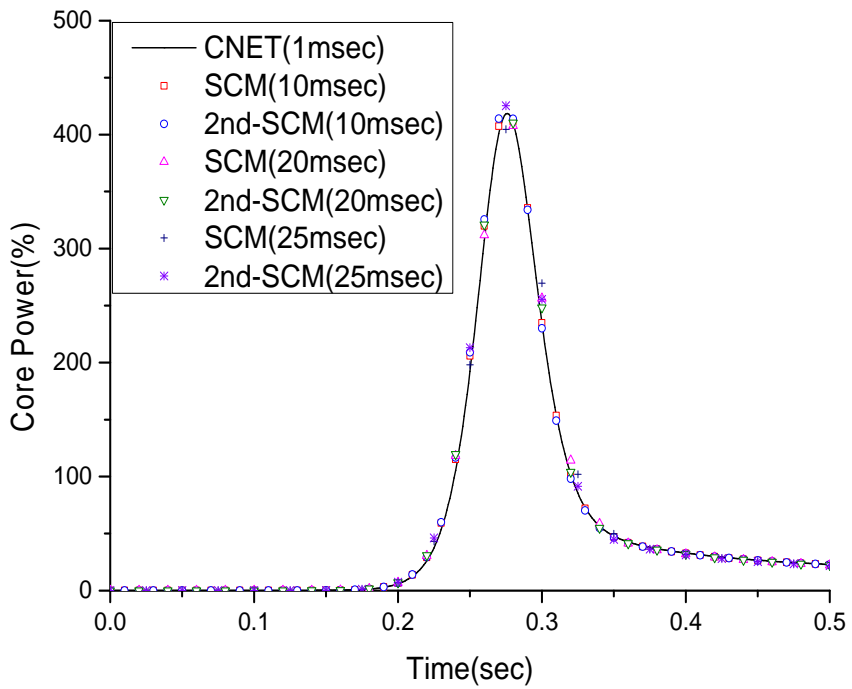


그림 5-8. NEACRPC1문제의 진폭진동수 1차, 2차 다항식 근사 결과 비교(10~25ms)

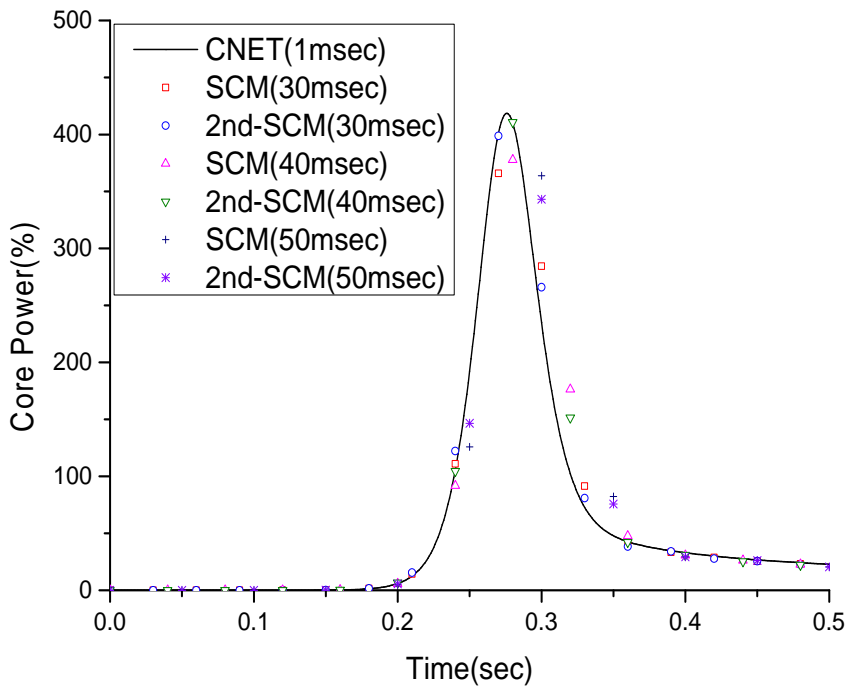


그림 5-9. NEACRPC1문제의 진폭진동수 1차, 2차 다항식 근사 결과 비교(30~50ms)

제 2 절 P₁ 방정식 기반 SCM 계산 시간 비교

임계 동적 진동수를 찾기 위해 반복 계산을 수행하는 SCM은 많은 양의 노달계산과 CMFD 계산을 요구하므로 이를 최소화하고 계산시간 단축을 위해 반응단면적 변화에 따른 조건부 노달계산방식을 적용하였다. 이 방식에서는 동적 진동수 갱신마다 수행되는 노달계산을 매번 수행하지 않고 일정 횟수의 CMFD 계산을 통한 동적 진동수 갱신 때에만 수행하도록 제한하여 계산하였다. 그림 5-10과 그림 5-11은 A1문제 그리고 그림 5-12와 그림 5-13은 C1문제의 10, 20ms 시구간 크기의 SCM과 CNET에 대한 각 시구간의 노달계산횟수와 CMFD 외곽반복계산횟수를 비교하여 보여준다. 이 그림에서 계산 시구간 크기와 상관 없이 제어봉이 이탈하는 0~0.1초 구간은 노달계산을 여러 번 수행할 필요가 있음이 확인된다. 제어봉이 완전히 이탈하였을 때 CNET는 노달계산횟수와 CMFD 외곽반복계산횟수가 적게 요구되는 반면 SCM은 CMFD 외곽반복계산횟수가 상당히 많이 수행된다. 만일 CMFD 외곽반복계산횟수를 줄이고자 노달계산횟수를 증가시키면 과도한 노달계산횟수로 인하여 계산시간이 증가하고 반대로 노달계산횟수를 더욱 감소시키면 정확한 임계 동적 진동수를 찾는 데 어려움이 있다.

표 5-1은 고온 영출력 조건인 A1, B1, C1 문제, 그리고 동일한 과도상태를 묘사하되 고온 전출력 조건인 A2, B2, C2로 구성된 NEACRP 문제를 10, 20ms 시

구간 크기에 대해 CNET와 SCM으로 계산할 때 걸리는 계산시간을 보여 준다. 전체 노심의 1/4로 묘사가 가능한 A, B 문제와 달리 C 문제는 전체 노심의 1/2을 통해 묘사가 가능하여, 모두 동일하게 계산시점이 1초가 될 때까지 계산을 수행하였지만 C문제의 계산시간이 A, B문제에 비해 2~3배 많이 소요되었다. 출력변화가 미미한 고온 전출력 문제의 경우 CNET의 계산시간은 고온 영출력 문제에 비하여 감소하였으나 SCM의 계산시간은 고온 전출력 문제와 고온 영출력 문제 사이에 차이가 거의 없다. 이는 SCM이 임계 동적 진동수를 반복해법을 통해 구하기 때문이라고 판단된다. 전체적으로 CNET에 비해 SCM의 계산시간이 대략 3배 더 소요되는 것을 확인할 수 있는데 이는 앞서 확인하였듯이 SCM의 CMFD 외곽반복계산횟수와 노달계산횟수가 CNET와 비교해 더 많기 때문이다.

동일한 계산 시구간 크기를 사용한 계산시간 비교를 통해 SCM의 계산시간이 큰 이점이 없음을 확인하였지만, SCM의 큰 시구간 계산 정확도를 봤을 때 계산 정확도가 동일한 시구간 크기에 대한 계산시간을 비교할 필요가 있다. 이에 따라 출력의 최대값을 기준으로 C1 문제에서 CNET는 10ms 시구간 크기에 서 정확한 결과를 보이며 SCM은 40ms 시구간 크기에서도 유의미한 결과를 보이기 때문에 C1 문제의 CNET 10ms와 SCM의 여러 시구간 크기의 계산시간을 비교하여 표 5-2에 나타내었다. 유의미한 결과를 가진 시구간 크기 40ms를 사용한다면 SCM이 가지는 계산시간의 단점을 극복할 수 있음을 알 수 있다.

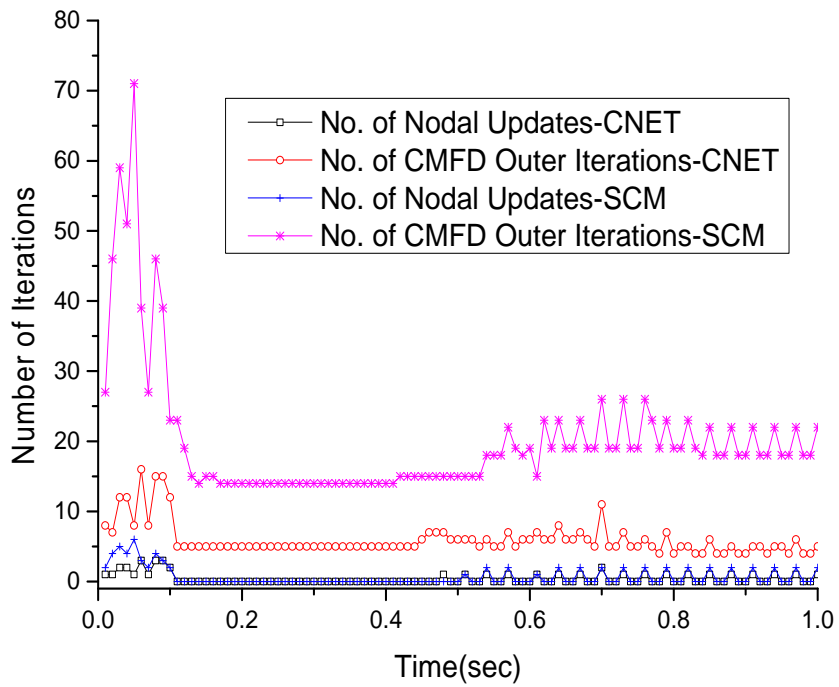


그림 5-10. NEACRPA1문제의 10ms 시구간 계산에 요구되는 CNET와 SCM의 노달계산횟수와 CMFD 외곽반복계산횟수

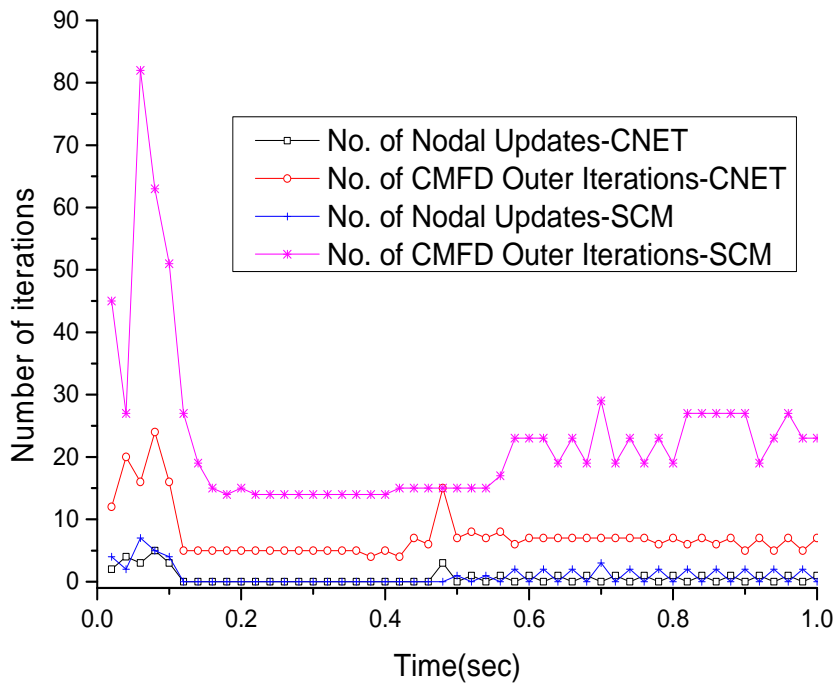


그림 5-11. NEACRPA1문제의 20ms 시구간 계산에 요구되는 CNET와 SCM의 노달계산횟수와 CMFD 외곽반복계산횟수

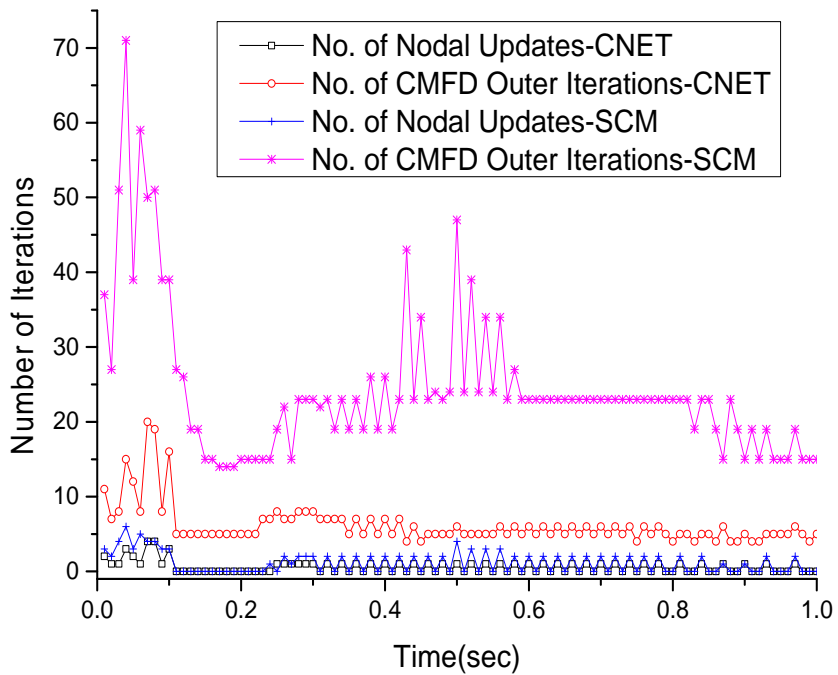


그림 5-12. NEACRP C1문제의 10ms 시구간 계산에 요구되는 CNET와 SCM의 노달계산횟수와 CMFD 외곽반복계산횟수

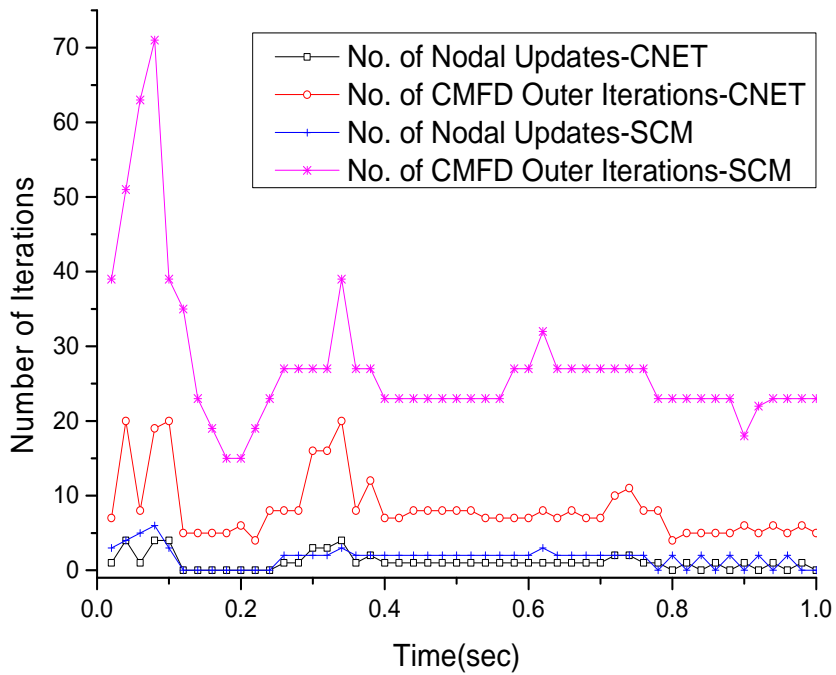


그림 5-13. NEACRP C1문제의 20ms 시구간 계산에 요구되는 CNET와 SCM의 노달계산횟수와 CMFD 외곽반복계산횟수

표 5-1. NEACRP 문제의 동일 시구간 크기에 대한 SCM과 CNET 계산 시간 비교

문제	10ms 고정시구간 계산			20ms 고정시구간 계산		
	CNET 계산시간	SCM 계산시간	비 (SCM/CNET)	CNET 계산시간	SCM 계산시간	비 (SCM/CNET)
A1	8.2	20.2	2.5	5.1	12.3	2.4
A2	6.9	21.4	3.1	4.3	13.0	3.0
B1	7.9	20.3	2.6	5.1	12.8	2.5
B2	7.4	20.3	2.7	3.8	11.3	3.0
C1	19.2	49.7	2.6	11.7	29.4	2.5
C2	13.8	47.5	3.4	8.7	27.3	3.1

표 5-2. NEACRP C1 문제의 CNET(10ms) 계산시간과 여러 시구간 크기에 따른
SCM 계산시간 비교

계산 시구간 크기	30ms	40ms	50ms
SCM 계산시간 sec	25.9	20.6	18.9
CNET 10ms 대비 계산시간 비율	1.3	1.1	1.0

제 3 절 SP₃ 방정식 기반 SCM 계산 결과 검증

NEACRP 벤치마크 문제에 대해 SP₃ 방정식을 이용한 SCM의 과도해석 결과를 검증하기 위하여 BDF 해법의 과도해석 결과와 비교하였다. 우선 P₁과 SP₃ 방정식에 의해 구해진 임계붕산농도를 비교하여 본다. 표 5-3을 보면 SP₃에 의한 임계붕산농도가 대체적으로 P₁ 결과보다 10 ppm 높게 측정됨을 알 수 있다. 이는 SP₃의 정확한 중성자 수송효과 모사능에서 비롯된 차이로 판단된다.

그림 5-14, 그림 5-15, 그림 5-16는 각각 A1, B1, C1 문제에 대해 SCM과 BDF를 사용한 SP₃ 과도해석 출력 결과를 나타낸다. BDF의 1 ms 시구간 크기를 기준으로 선정하였고 SCM과 BDF의 10, 20 ms 시구간 크기 결과들을 비교하였다. A1과 B1의 출력 거동은 두 방법 모두 기준해와 일치하는 결과를 보여준다. 하지만 가장 반응도가 큰 C1 문제의 경우 20ms 시구간 크기의 BDF 결과가 잘 맞지 않고 변동을 보임을 확인할 수 있는 반면 SCM은 계산 결과가 기준해와 잘 일치하는 모습을 보인다. 그림 5-17은 C1 문제를 큰 시구간 크기 30, 40, 50 ms 에 대하여 SCM을 사용한 계산을 수행하되 진폭진동수를 1차, 2차 다항식으로 근사 적분한 결과를 보여 준다. 이 그림에서 SP₃ 경우도 P₁과 마찬가지로 큰 시구간 크기에서 진폭진동수의 2차 다항식 근사가 좋은 결과를 보임을 확인할 수 있다.

한편 P_1 과 SP_3 방정식에 따른 출력 거동 차이를 보면 A1문제는 두 결과가 매우 다르다는 것을 확인할 수 있다. 표 5-4를 보면 문제 별 제어봉 반응도가를 확인할 수가 있는데 지배방정식의 차이에 따라 A1 문제는 제어봉 반응도가가 25 pcm 정도 차이를 보이며 나머지 문제들은 제어봉 반응도가가 지배방정식 차이에도 유사하다. A1문제의 경우 SP_3 계산에 따른 제어봉 반응도가 P_1 보다 작게 계산되므로 그림 5-14에서와 같이 P_1 에 비해 첨두 출력이 늦게 그리고 낮게 나타나게 된다.

표 5-3. NEACRP 문제의 P_1 과 SP_3 에 의해 계산된 임계봉산농도

문제	P_1 에 의한 임계봉산농도 (ppm)	SP_3 에 의한 임계봉산농도 (ppm)
A1	561.3	575.0
B1	1248.2	1257.3
C1	1128.6	1139.9

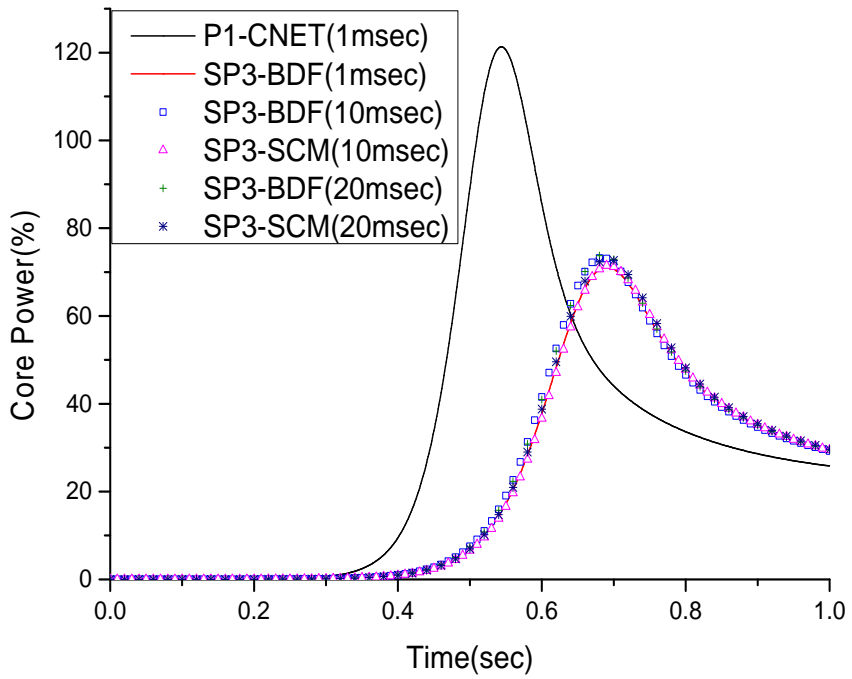


그림 5-14. NEACRPA1 문제에 대한 SP₃ 계산 결과 비교

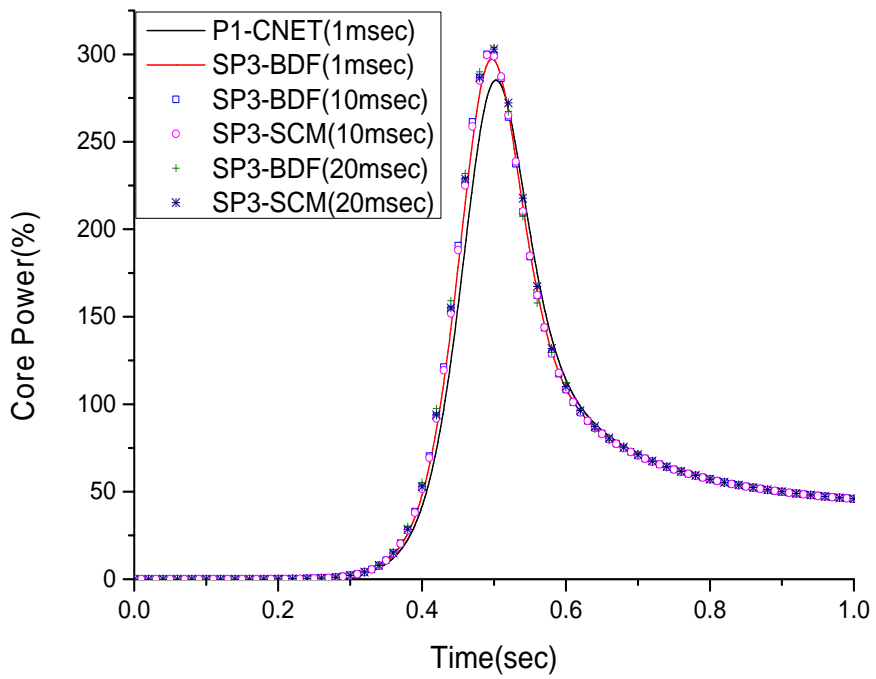


그림 5-15. NEACRP B1 문제에 대한 SP₃ 계산 결과 비교

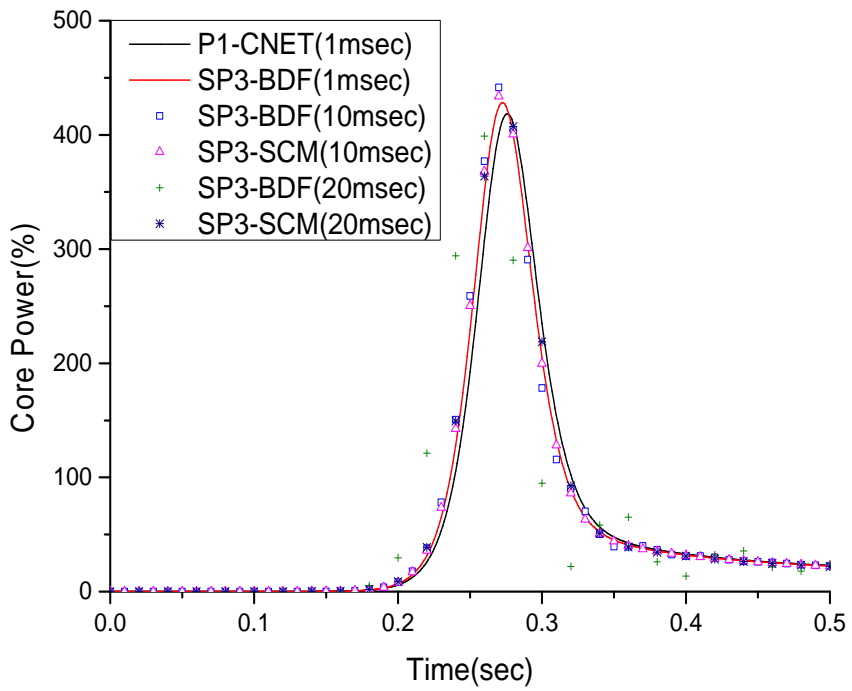


그림 5-16. NEACRP B1 문제에 대한 SP3 계산 결과 비교

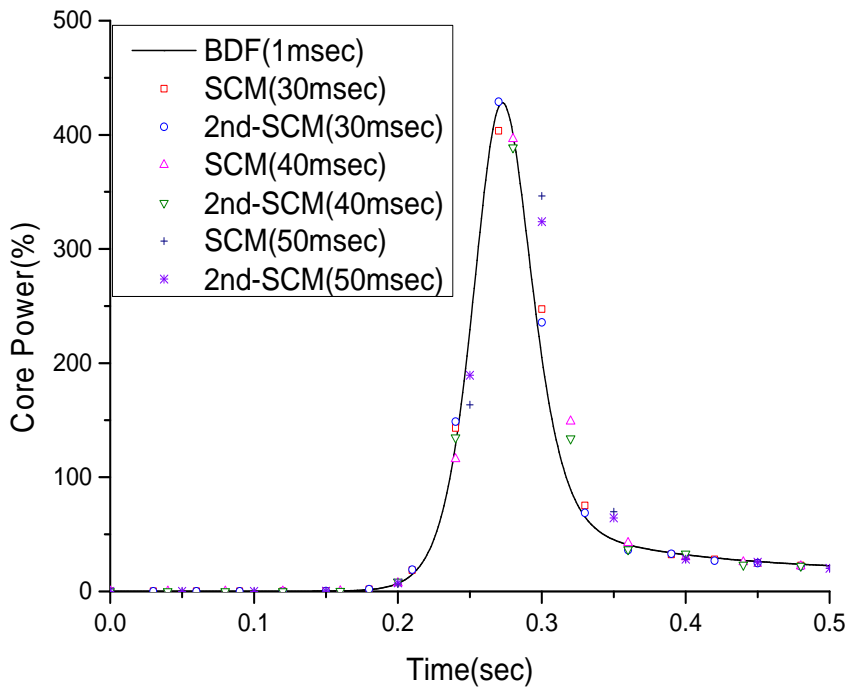


그림 5-17. NEACRP C1 SP₃계산에 대한 진폭진동수의 1차, 2차 다항식

근사 계산 결과 비교

표 5-4. 문제에 따른 제어봉 이탈 시 유효증배계수와 제어봉 반응도가

문제	지배방정식	제어봉 이탈시의 유효증배계수	제어봉 반응도가* (pcm)
A1	P ₁	1.00826	819.2
	SP ₃	1.00800	793.7
B1	P ₁	1.00830	823.2
	SP ₃	1.00831	824.3
C1	P ₁	1.00954	945.3
	SP ₃	1.00957	947.8

$$*1 - \frac{1}{k_{rod-out}}$$

제 6 장 결 론

가상흡수단면적을 포함하는 개선된 급경사도 제한 방법(Stiffness Confinement Method, SCM)을 소격격자 유한 차분법 체계에 적용하여 그 성능을 검증하였다. 중성자속을 진폭 및 분포함수로 분해하고 중성자속과 선행핵 밀도의 지수함수 형태의 거동을 가정하여 중성자속의 동적 진폭 및 분포진동수와 선행핵 동적 진동수를 시간에 따른 함수로 나타내었다. 동적 진동수를 중성자속의 상대적인 순간변화율로 정의하고 과도 중성자 확산방정식에 적용하여 동적 고유치 방정식을 유도하였다.

동적 고유치 방정식의 가상흡수단면적은 진폭진동수를 포함하며 이는 노심 전체의 값이며 동적 고유값과 대응한다. 동적 고유값이 1이 되도록 하는 임계 진폭진동수를 결정하기 위해 동적 고유치 방정식의 동적 진동수를 갱신하며 반복적으로 계산한다. 또한 가상흡수단면적을 구성하는 공간에 따른 분포진동수는 현 시점과 이전 시점의 정규화된 중성자속 분포함수를 통해 계산한다. 그런데 분포진동수는 계산 시구간 내 평균 값이 되므로 동적 고유치 방정식에 사용되는 시점 값과는 차이가 있다. 시점에서의 분포진동수를 결정하기 위하여 이전 시점과 현재 구간의 평균 분포진동수를 외삽하여 결정한다. 진폭진동수는 반대로 시점 값을 이용하여 중성자속 및 선행핵 밀도를 계산할 구간 평균 값을 추정

한다.

한편 중성자속과 선행핵 밀도 계산에는 진폭진동수의 시간에 따른 적분이 수행되어야 하는데, 진폭진동수를 선형함수로 근사할 경우 시구간 크기가 증가함에 따라 구간 평균치를 사용한 적분의 정확도가 감소한다. 이를 개선하기 위하여 진폭진동수를 2차 다항함수로 근사하여 구간 내 적분을 수행하였다.

P_1 방정식뿐만 아니라 더 나아가 SP_3 방정식에도 SCM을 적용하였다. SP_3 방정식은 0차와 2차 모멘트 식으로 형성이 되는데, 이를 위해 정상상태에서 쓰이는 가정과 1차와 2차 모멘트 식의 시간미분항을 0으로 가정하여 유도하였다. 이 방식에서는 2차 모멘트 중성자속에 대한 2차 모멘트 동적 진동수를 정의하여 식을 구성하되 P_1 방정식과 마찬가지로 정상상태의 항들을 제외한 나머지 항들을 과도상태 고정선원항으로 정의하고 횡방향 누설항에 더하여 1차원 선원확장노달법을 계산한다.

개선된 SCM을 이용하여 NEACRP 제어봉 이탈 벤치마크 문제를 해석하였다. 개선된 SCM은 CNET와 비교하여 특히 큰 시구간 크기의 계산에서 높은 정확도를 보임을 확인하였다. 그러나 C1문제에서 SCM의 계산 시구간 크기를 증가시키면 출력의 정확도가 감소하는데 이를 해결하기 위해 도입한 진폭진동수의 2차 다항함수 근사 및 적분 방식의 계산 결과가 진폭진동수의 선형 근사에 비해 상당히 더 정확한 값을 계산할 수 있음을 확인하였다. 반면 매 시구간 별

CMFD 외곽반복계산횟수와 노달계산횟수를 비교하였을 때, SCM의 노달계산 횟수를 최소화하였음에도 CNET보다 많은 양의 CMFD 외곽반복계산횟수와 노달계산횟수를 필요로 한다. 이는 SCM이 반복계산을 통해 매 시구간의 임계 동적진동수를 찾기 때문이다. 동일한 시구간 크기에 대하여 SCM의 계산시간을 CNET와 비교하였을 때 CNET보다 대략 3배의 계산시간을 요구한다. 하지만 동일한 정확성을 가지도록 시구간 크기를 증대시킬 경우 SCM의 계산시간을 CNET와 비교하였을 때 1.1배 정도로 거의 동일한 계산시간이 소요된다. 이는 SCM의 반복계산으로 인한 시간 증가의 단점이 큰 시구간 사용의 이점으로 극복될 수 있음을 말한다.

SP3 방정식에 대한 과도해석 결과를 검증하기 위해 후행 미분 공식법의 1ms 시구간 크기 결과를 기준해로 설정하였다. A1, B1 문제에서 BDF와 SCM의 10, 20ms 결과가 기준해와 일치하는 것을 확인하였다. C1문제의 경우 큰 계산시구간 크기에서 SCM의 정확성을 확인할 수 있었으며 진폭진동수의 2차 다항식 근사가 결과를 개선함을 확인할 수 있었다. A1문제의 경우 출력거동이 P_1 방정식에 의한 결과와 비교하였을 때 큰 차이를 보이는데 이는 A1 문제의 제어봉 반응도가를 볼 때, P_1 과 SP_3 사이의 차이가 다른 문제들과 달리 25 pcm 정도로 큰 차이를 보였기 때문이다. 이로부터 SP_3 방정식이 가진 중성자속 수송효과 모사의 우수성으로부터 SP_3 의 과도 계산 결과가 P_1 에 비하여 더욱 정확한 결과일 것

이라 판단한다.

이 연구에서 SCM이 큰 시구간 크기에 정확성을 가진다는 것을 확인하였지만, 동일한 시구간 크기에서 타 방법에 비해 과도한 계산시간을 가져 CNET 방법에 비해 큰 이점을 가지진 못함을 확인하였다. 하지만 동일한 정확성을 보이는 계산 시구간 크기를 사용하여 계산할 경우 SCM이 CNET와 동일한 계산시간을 보여 SCM의 큰 시구간 계산 정확도가 다군 노달계산에서 경쟁력을 가질 수 있음을 확인하였다. 또한, CNET 방법은 이전 시점과 현재 시점의 정보를 모두 저장하기 때문에 과도상태 수송계산에 어려움이 초래되지만 SCM은 현시점 정보만을 필요로 하기 때문에 전노심 과도 수송계산에 적용될 경우 그 가치가 더 높을 것으로 판단된다.

참고 문헌

1. W. Werner, “Kinetics of Nuclear System Solution Methods for the Space-Time Dependent Neutron Diffusion Equation,” *Adv. in Nucl. Sci. Technol.*, 10. 313(1977).
2. H. G. Joo *et al*, “PARCS: A Multi-Dimensional Two-Group Reactor Kinetics Code Based on the Nonlinear Analytic Nodal Method” , PUNE-98-26, Purdue University (1998).
3. Y. A. Chao and A. Attard, “A Resolution of the Stiffness Problem of Reactor Kinetics” , *Nuclear Science and Engineering* 90, p.40-46 (1985).
4. Y. A. Chao and P. Huang, “Theory and Performance of the Fast-Running Multidimensional Pressurized Water Reactor Kinetics Code, SPNOVA-K” , *Nuclear Science and Engineering* 103, p.415-419 (1989).
5. Y. A. Chao and Y. X. Sung, “The Coupled ANC-K/VIPRE Three Dimensional Kinetic PWR Core Analysis System” , *The Proceedings of the International Conference on the Physics of Nuclear Science and Technology*, Vol.1, p.365, Long Island, New York, October 5-8, 1998. (1998)
6. Y. A. Chao, “A Critical Discussion on Reactivity and Space-Time Kinetics” , *Unpublished*, Personal Communication, August 11, 2011. (2011)
7. B. W. Park, H. G. Joo, and Y. A. Chao, “Stiffness Confinement Method with Pseudo Absorption for Spatial Kinetics” , *Transactions of the Korean Nuclear Society Spring Meeting*, Gwangju, Korea, May 30-31, 2013 (2013).
8. Sutton and B. Aviles, “Diffusion Theory Methods for Spatial Kinetics Calculations, *Prog. Nucl. Ener.*, 30, 119-182 (1996).

9. H. Finnemann and A. Galati, “NEACRP 3D LWR Core Transient Benchmark-Final Specification” , NEACRP-L-335 (Rev. 1), *Nuclear Energy Agency committee on Reactor Physics*, (1992).
10. C. B. Shim et al, “Application of Backward Differentiation Formula to Spatial Reactor Kinetics Calculation with Adaptive Time Step Control” , *Nuclear Engineering and Technology*, Vol.43, No.6, December 2011 (2011).
11. J. I. Yoon and H. G. Joo, “Two-Level Coarse Mesh Finite Difference Formulation with Multigroup Source Expansion Nodal Kernels” , *J. Nucl. Sci. Technol.*, 45,668-682 (2008).

Abstract

Establishment of Effective Core Transient Calculation System by Stiffness Confinement Method with Pseudo Absorption

Park, Beom-woo

Reactor Physics Laboratory

Department of Energy Systems Engineering

Seoul National University

For effective multigroup three-dimensional reactor kinetics calculations, the refined Stiffness Confinement Method (SCM) is formulated within the framework of the coarse mesh finite difference (CMFD) formulation. The SCM defines the time varying dynamic frequencies by introducing flux factorization involving amplitude and shape functions with the assumption of an exponential variation of the solutions. The dynamic eigenvalue equation derived from the multigroup time-dependent neutron diffusion equation (NDE) contains the pseudo absorption terms consisting of the global amplitude frequency and node- and energy- dependent shape frequencies. By introducing the pseudo absorption, the

algorithm for searching for the amplitude frequency that makes the dynamic eigenvalue unity is developed in a stable and systematic way along with the methods for determining the shape and precursor frequencies.

To generate exact solutions with large time step sizes, this newly formulated algorithm uses the instantaneous values at the current time point and the average values at the current time interval separately and integrates the amplitude frequency using the quadratic polynomial to calculate the exact flux at the current time point. In the extension of the SCM into the time-dependent SP_3 equations, the iterative calculation procedure for updating the dynamic frequencies is applied to the SP_3 Source Expansion Nodal Method (SENM) which is embedded to the P_1 based CMFD formulation.

To examine the solution accuracy and the performance on the computing times of the newly established calculation procedure, the SCM is assessed by comparing with the other methods through the analyses of the NEACRP control rod ejection benchmark problems. The refined SCM produces more accurate results than the CNET (Crank-Nicholson method with Exponential Transform) method, but needs about 3 times of the computing time in the same time step size calculation. But the accuracy of the SCM with the large time step size enables similar computing time with the CNET in the calculation which produces the same solution accuracy. To examine the SP_3 transient calculations, the results of the BDF (Backward Differentiation Formula) method was compared and it is verified that the SCM produces more accurate and stable solutions.