이학학사 논문
2019년 전기

지진 발생으로 인한 중력 가속도 요동의 수치 시뮬레이션

2019년 12월 20일

서울대학교
물리천문학부 2013-10969
이재석

지진 발생으로 인한 중력 가속도 요동의 수치 시뮬레이션

지도교수 정성훈

이 논문을 이학학사 학위 논문으로 제출함

2019년 12월 20일

서울대학교
물리천문학부 2013-10969
이재석

이재석의 학사학위논문을 인준함

2019년 12월

지도교수 정 성 훈 (인)

심사교수 최 선 호 (인)

국문초록

요약(국문초록)

본 연구에서는 지진으로 발생하는 중력 가속도 요동의 수치 시뮬레이션을 수행하고 이를 이론적 해석해와 비교하였다. 주향이동단층형 점지진원이 충분한 크기의 균일 반무한체 매질 내 깊은 깊이에서 일어나는 경우와 얕은 깊이에서 일어나는 경우에 대해 분광요소법(Spectral Element Method)으로 지진파의 전파를 모델링하였고, 이에 따라 발생하는 지표 격자점에서의 중력 가속도 변화를 계산하였다. 두 경우 모두 수치 시뮬레이션의 결과는 해석해와 오차 범위 1.2% 내에서 일치하며, 지표에서 중력 가속도 변화의 공간적 분포 또한 P파의 전파 패턴과 일치한다. 지진 발생으로 인한 중력 가속도 요동을 지진 조기 경보에 응용하기 위해서는 추가적인 모델링 연구가 필요할 것이다.

……………………………………

주요어 : 이론 지진학, 중력 가속도 변화, 수치 모델링, 지진 조기 경보

학 번 : 2013-10969 이재석

목차

I. 서론

최근에 지진 발생으로 인한 초기 중력 신호(prompt elastogravity signal)에 대한 연구들이 시작되고 있다. 지진 발생으로 인한 질량의 재분배와 이로 인한 지구 중력장의 변화에 대한 연구들은 이전부터 이루어지고 있었으나, 대부분 지진 이후의 정적인 중력 변화에만 집중하였었다. 2004년 Sumatra-Andaman 지진 또는 2011년 Tohoku-oki 지진과 같이 모멘트 규모 8~9의 큰 지진들에서 초전도 중력계나 NASA(National Aeronautics and Space Administration)의 GRACE(Gravity Recovery and Climate Experiment) 인공위성을 사용하여 지진 전후의 정적인 중력 변화를 관측하거나(Han et al. 2006, Matsuo & Heiki, 2011) 모델링한 (De Linage et al., 2009) 연구들이 있었다. 반면에 최근 시작된 초기 중력 신호에 대한 연구들은 지진 발생 과정 중의 짧은 시간 척도 내에서 지진파 전파로 인한 시간에 대한 밀도 변화로부터 유도되는 중력장 변화에 초점을 두고 있다. 지진파, 그 중에서 특히 P파는 종파이기에 전파하며 매질의 부피와 밀도를 변화시키고, 이로 인한 중력장의 동적, 그리고 장주기적 변화는 P파 전파 범위보다 멀리 있는 중력계와 가속도계에서도 즉각적인 신호로 나타난다. Harms et al. (2015)에서 처음으로 이러한 순간적인 중력 요동에 대한 해석해가 균일 무한 매질에 한하여 제시되며 모델링되었고, Montagner et al. (2016)와 Vallee et al. (2017)에서는 2011년 Tohoku-oki 지진으로 인한 초기 중력 신호가 지진 가속도계와 중력계에서 최초로 관찰되었다. 이후 지진 중력 요동의 해석해를 균일 반무한 매질로 확장하거나 (Harms et al., 2016), 다른 여러 지진 사례들에서 초기 중력 신호를 관찰하거나 (Vallee & Juhel, 2019), 정상 모드로 모델링하는 방법을 개발하는(Juhel et al., 2019) 등 전방위적으로 연구가 진행되고 있다.

지진파가 일으키는 밀도변화로 인한 초기 중력 신호가 주목받고 있는 이유는 보다 빠른 지진 조기 경보의 가능성 때문이다. 기존의 지진 조기 경보 시스템은 진원으로부터 가까운 지진계들에서 먼저 도착하는 P파를 빠르게 검출하여, 나중에 도착하는 S파와 표면파가 주요 도시와 사회 기반 시설에 인명 피해와 건물 피해를 일으키기 전에 경고를 하는 방식으로 이루어져 있다. 이러한 방식의 지진 조기 경보 시스템은 시속 3~4km/s에 불과한 P파와 S파의 속도 차이, 설치된 지진계의 위치와 진원으로부터의 거리 등의 조건들에 의해 많은 제약을 받는다. 반면에 지진 발생 시 일어나는 초기 중력 신호로 지진 조기 경보가 가능해진다면 기존보다 수십초 가량 더 빠른 경보가 가능해진다. 중력의 변화는 거의 즉각적인 빛의 속도로 전파되기 때문에, 진원 위치나 지진계 설치 위치 등의 조건들과 무관하게 P파 전파 범위 바깥에서 초기 중력 신호가 관찰되며 빠른 대응이 가능해지기 때문이다. Juhel et al. (2018)에서 중력 변형계(gravity strainmeter)들을 사용한 지진 조기 경보와 빠른 지진 규모의 결정 가능성이 제시된 바 있다.

그러나 지진 발생으로 인한 초기 중력 신호 연구가 갖는 가능성에도 불구하고 아직까지 국내에서는 이에 대한 연구가 이루어진 바가 없다. 2016년 경주 지진과 2017년 포항 지진으로, 한반도에서도 규모 5 이상의 강진이 일어날 가능성이 있다는 사실이 알려졌다. 최근 한국과학기술원(KIST)에서 한국형 중력파검출기(SOGRO) 개발을 추진 중인데, 국내에서도 중력파 검출기를 통한 초기 중력 신호 관찰에 대한 연구가 이루어진다면 SOGRO를 활용한 포항, 경주 인근의 양산단층에서의 강진에 대한 조기 경보 시스템 가능성에 대해서도 검토해볼 수 있을 것이다.

본 연구는 이에 대한 예비연구로, Harms et al. (2015)에서 처음 제시되었던 지진으로 인한 중력 가속도 요동의 해석해와 수치 시뮬레이션을 재현한다. Harms et al. (2015)에서 제시된 방법을 따라, 지진 발생 시 지표에서 일어나는 일시적인 중력 가속도 요동의 해석해를 계산하고 수치 시뮬레이션을 수행하였다. 주향이동단층형 점지진원이 충분한 크기의 균일 반무한체 매질 내 깊은 깊이에서 일어나는 경우와 얕은 깊이에서 일어나는 경우에 대해 분광요소법(Spectral Element Method)으로 지진파의 전파를 모델링하였고, 이에 따라 발생하는 지표 격자점에서의 중력 가속도 변화를 계산하였다. 수치 시뮬레이션의 결과를 균일 무한체 매질 내에서의 점지진원으로 인한 중력 가속도 요동의 해석해와 비교하여 검증하고, 지표에서 중력 가속도 변화의 공간적 분포를 분석하였다.

II. 주향이동단층형 점지진원으로 인한 중력 가속도 요동의 계산

계산 과정은 Harms et al. (2015)에서 제시된 방법을 따르며, 지진원과 매질의 성질을 결정하는 물리량들은 Harms et al. (2015) 논문에 표시된 값들을 동일하게 사용하여 연구 결과를 그대로 재현하였다. 단층이 x-z 평면에 놓인 모멘트 규모 6.5의 우수향 주향이동단층형 지진을 2중 커플 점지진원으로 두고 깊이 50km에서 발생한 경우(Event 1)와 깊이 7.5km에서 발생한 경우(Event 2)에 대해 각각 수치 시뮬레이션을 실행하였다. 수치 시뮬레이션은 분광 요소법을 사용하는 SPECFEM3D-CARTESIAN 프로그램으로 지진파 전파에 따른 메시(Mesh)의 각 부피 요소에서의 변위를 계산하고(Komatitsch & Tromp, 1999), 이로 인한 지표의 각 격자점에서의 중력 가속도 변화를 계산하였다. 전체 메시 영역의 크기는 120km*120km*100km이며, 단위 길이 1km의 정육면체 요소 1440000개로 구성하였다. 0.005초의 시간 간격 1200단계로 지진 파열 직후 0초부터 6초까지 지진파 전파를 시뮬레이션하였으며, 20단계(0.1초 시간 간격)마다 지표로부터 2km 위에 위치하는 격자점 361개에서의 중력 가속도 변화를 계산하였다. 격자점들이 지표로부터 2km 떨어져 있는 이유는 유한한 메시 부피 요소의 크기로부터 기인하는, 지수함수적으로 감소하는 인공적인 효과를 제거하기 위함이다.

계산에 사용한 매질과 지진원의 구체적인 물리량은 표1에 표기하였다. 지진원은 원형의 단층면적이 일정한 파열 속도로 중앙에서부터 바깥으로 파열해나가는 주향 이동 단층을 이중 커플로 근사하여, 수식1의 지진원 함수를 갖는다.

$$M_0(t) = \frac{\mu v_{rup}^2 T^2 \delta}{12\pi^2} \begin{cases} -6\pi u + 4\pi^3 u^3 + 3\sin(2\pi u), & (t \le T) \\ 2\pi(-3 + \pi^2(2 + 6(u-1)u), & (T < t \le \tau) \\ -2\pi[3 - 3u + 2\pi^2((u-1)^3 - 3uv^2 + 2v^3) & \\ + 3v\cos(2\pi(u-v))] - 3\sin(2\pi(u-v)) & (\tau < t \le \tau + T) \\ 12\pi^3 v^2 & (\tau + T < t) \end{cases}$$

$$u \equiv t/T, \qquad v \equiv \tau/T$$

수식 1. 모델에 사용된 지진의 지진원 함수

물리량	기호	값
지진 파열 속도	v_{rup}	3 km/s
매질 P파 속도	α	6.4 km/s
매질 밀도	ρ_0	2670 kg/m^3
매질 전단 탄성률	μ	27 GPa
단층 미끄러짐	δ	0.5 m
단층 파열 면적	A	110 km^2
총 지진 모멘트	M_0	1.5*10^18 N*m
지진 모멘트 규모	M_W	6.1
미끄러짐 지속 시간	τ	2 s
미끄러짐 라이즈 타임	T	1 s

표 1. 지진원과 매질 정보

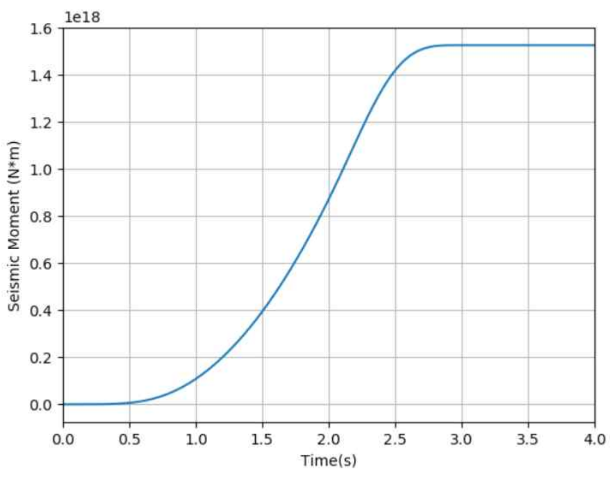

그림 1. 모델에 사용된 시간에 대한 지진원 함수

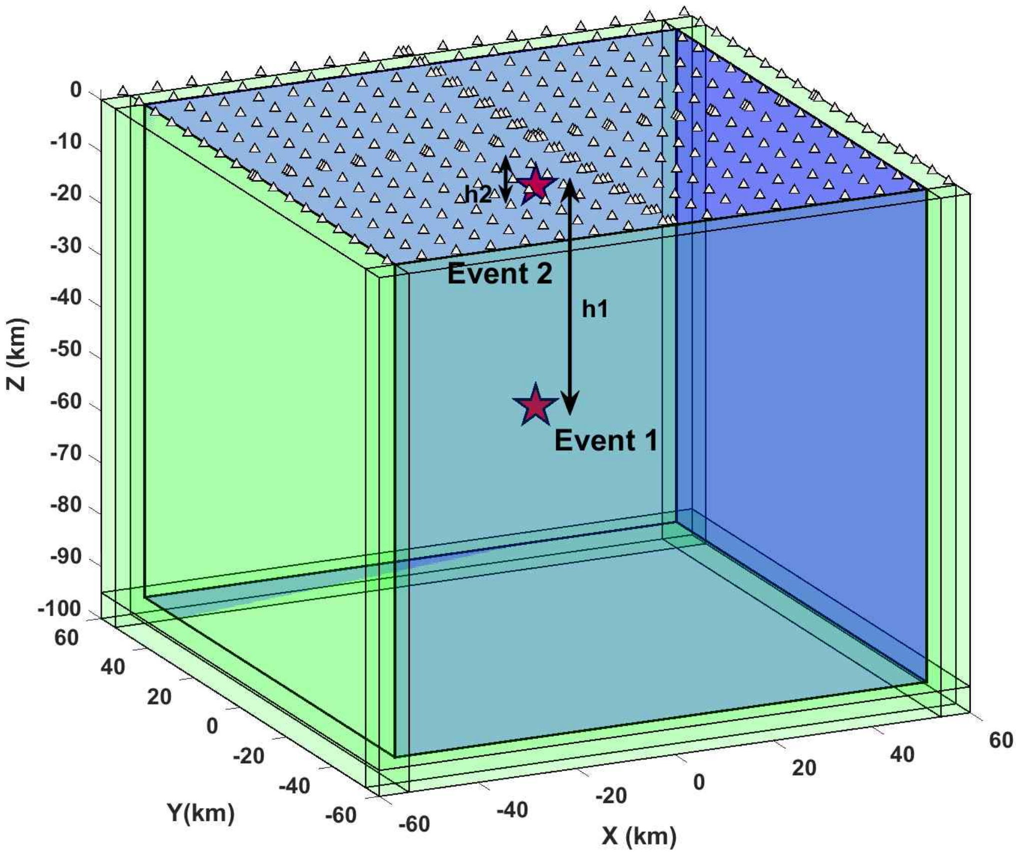

그림 2. 모델 구성. 붉은색 별로 Event 1과 Event 2의 진원 위치가 표시되어 있으며, h1과 h2는 각각 50km 와 7.5km이다. 파란색 영역이 균일 매질 영역이며, 초록색 영역은 모델링에 필요한 PML (Perfectly Matched Layer) 영역이다. 회색 삼각형으로 중력 가속도 변화를 계산한 격자점들이 표시되어있다.

1. 분광 요소 시뮬레이션

지진 발생으로 인한 중력 가속도의 요동을 수치 시뮬레이션할 때 먼저 분광 요소법(Spectral Element Method, 이하 SEM)을 사용하여 지진파가 전파될 때 매질의 각 부피 요소의 변위를 계산한다. 이후 시간에 대한 각 부피 요소의 변위가 지표의 격자점 위치에서의 중력 가속도 기여를 총합하여 초기 중력 요동을 계산한다.

지진에 의해 매질에 발생하는 변위(displacement) 벡터장 s 는 뉴턴 법칙에 의해 아래의 운동방정식 수식 2를 따르게 된다. 여기서 ρ는 매질의 밀도이며 T는 스트레스 텐서, f는 진원에서 작용하는 점 힘이다. 스트레스 텐서는 수식 3의 후크의 법칙으로 탄성 계수 텐서와 변위의 그라디언트로 표현되며, 점 힘은 수식 4과 같이 지진 모멘트 텐서와 진원에서의 디랙-델타 함수, 그리고 시간에 따른 지진원 함수

(source-time function)으로 표현될 수 있다.

$$\rho\partial_t^2 \boldsymbol{s} = \nabla \cdot \boldsymbol{T} + \boldsymbol{f} \quad \text{수식 2}$$

$$\boldsymbol{T} = \boldsymbol{c} : \nabla \boldsymbol{s} \quad \text{수식 3}$$

$$\boldsymbol{f} = -\boldsymbol{M} \cdot \nabla\delta(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_s)S(t) \quad \text{수식 4}$$

이 운동방정식은 2가지의 경계조건을 갖는다. 첫 번째는 지표면에서의 스트레스가 없을 Traction-Free Condition이고, 두 번째는 인공적인 모델의 가상 경계에서 지진파가 반사없이 전부 흡수되어야할 조건(Perfectly Matched Layer Condition, 이하 PML)이다. 두 조건은 각각 수식 5와 수식 6으로 나타낼 수 있다. 수식5와 수식6에서 n은 경계면에 대해 바깥으로 수직한 방향벡터이며 t_1과 t_2는 각각 경계면에 접하는 평면을 이루는 직교하는 단위벡터들이다. v_n은 n 방향의 가상 P파 속력, v_1은 t_1 방향으로 편광된 가상 S파 속력, v_2는 t_2 방향으로 편광된 가상 S파 속력이다. 수식 6의 PML 조건은 Clayton & Engquist (1977)로부터 나온 것으로, 경계면에 수직하게 입사하는 지진파를 완전하게 흡수한다.

$$\boldsymbol{T} \cdot \hat{\boldsymbol{n}} = 0 \quad \text{수식 5}$$

$$\boldsymbol{T} \cdot \hat{\boldsymbol{n}} = \rho[v_n(\hat{\boldsymbol{n}} \cdot \partial_t \boldsymbol{s})\hat{\boldsymbol{n}} + v_1(\hat{\boldsymbol{t}_1} \cdot \partial_t \boldsymbol{s})\hat{\boldsymbol{t}_1} + v_2(\hat{\boldsymbol{t}_2} \cdot \partial_t \boldsymbol{s})\hat{\boldsymbol{t}_2}] \quad \text{수식 6}$$

위의 경계조건 하에서 운동방정식의 해를 직접 구하는 것이 아니라, 임의의 테스트 벡터 w를 내적하여 항상 만족되는 weak-form으로 식을 풀기 쉽게 변형할 수 있다. 이 때 수식 2는 아래의 수식 7과 같이 바뀌게 된다.

$$\begin{aligned}\int_\Omega \rho \boldsymbol{w} \cdot \partial_t^2 \boldsymbol{s}\, d^3\boldsymbol{x} &= -\int_\Omega \nabla \boldsymbol{w} : \boldsymbol{T} d^3x + \boldsymbol{M} : \nabla \boldsymbol{w}(\boldsymbol{x}_s) S(t) \\ &+ \int_\Gamma \rho[v_n(\hat{\boldsymbol{n}} \cdot \partial_t \boldsymbol{s})\hat{\boldsymbol{n}} + v_1(\hat{\boldsymbol{t}_1} \cdot \partial_t \boldsymbol{s})\hat{\boldsymbol{t}_1} + v_2(\hat{\boldsymbol{t}_2} \cdot \partial_t \boldsymbol{s})\hat{\boldsymbol{t}_2}] \cdot \boldsymbol{w}\, d^2\boldsymbol{x}\end{aligned} \quad \text{수식 7}$$

유한요소법에서와 마찬가지로, 분광요소법에서도 모델을 여러 개의 겹치지 않는 체적 성분으로 나눠서 계산한다. 육면체 요소의 체적성분으로 나뉘기 때문에 경계면은 사각형 면적 요소로 이루어진다. 각각의 체적 성분과 면적 요소는 natural coordinates (ξ,η,ζ), -1≤ξ≤1, 1≤η≤1, 1≤ζ≤1로 이루어진 reference square과 reference cube로부터의 맵핑으로 나타내어진다. 맵핑 함수는 체적 성분과 면적 요소에 설정한 고정점(anchor)으로 표현할 수 있는데, 고정점의 수는 체적 성분 육면체 각 꼭지점을 포함하여 8개(2x2x2) 또는 27개(3x3x3)이며, 면적 요소에서는 마찬가지로 4개(2x2) 또는 9개(3x3)를 설정할 수 있다. 하나의 고정점이 갖는 하나의 차

원마다 0 또는 1의 값을 크로넥커 델타로 갖는 1차 또는 2차 라그랑주 다항식을 생각해볼 수 있는데, 각 차원의 라그랑주 다항식들의 곱으로 하나의 고정점마다 Shape function N_a를 만들 수 있고, 모든 고정점에 대해 Shape function N_a와 고정점의 좌표값을 곱하여 합한 함수로 맵핑 함수를 나타낼 수 있다.

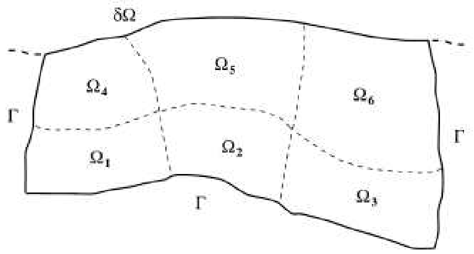

그림 3-1. SEM을 위한 모델 Mesh (Komatitsch & Tromp, 1999)

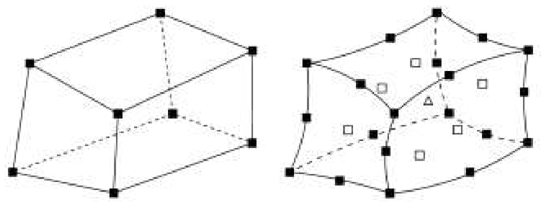

그림 3-2. 육면체 체적 성분의 고정점. 꼭지점들을 포함하여 8개 또는 27개의 고정점을 가질 수 있다. (Komatitsch & Tromp, 1999)

$$l_a^{nl}(\xi) = \frac{(\xi-\xi_0)\cdots(\xi-\xi_{\alpha-1})(\xi-\xi_{\alpha+1})\cdots(\xi-\xi_{nl})}{(\xi_\alpha-\xi_0)\cdots(\xi_\alpha-\xi_{\alpha-1})(\xi_a-\xi_{\alpha+1})\cdots(\xi_\alpha-\xi_{nl})} = \delta_{\alpha\beta} \quad \text{수식 8}$$

$$\boldsymbol{x}(\xi,\eta) = \sum_{a=1}^{n_a} N_a(\xi,\eta)\boldsymbol{x}_a \quad \text{수식 9}$$

체적 성분 또는 면적 요소에 대해 적분을 할 때 맵핑을 거친 만큼, natural coordinates (ξ,η,ζ)에서의 적분 후 Jacobian 또한 곱해주어야 하는데, 이는 맵핑 함수를 편미분하여 구할 수 있다.

$$dxdydz = J_e d\xi d\eta d\zeta \quad \text{수식 10} \qquad J_e = \left| \frac{\partial(x,y,z)}{\partial(\xi,\eta,\zeta)} \right| \quad \text{수식 11}$$

여기까지가 맵핑을 표현하는 과정이였다면, 이후의 과정은 해로 구해낼 함수를 근사하는 과정이다. 고정점에서 라그랑주 다항식을 이용하여 맵핑 함수를 표현한 것처럼, +1과 -1을 포함한 Gauss-Lobatto-Legendre Points(이하 GLL Points)에 차원마다 라그랑주 다항식을 곱한 후 GLL Points 마다 합하여 함수를 근사할 수 있다. GLL Points는 수식 12에서 P'_{nl}이 nl차 르장드르 다항식일 때의 해를 만족하는 점들이다.

$$(1-\xi^2)P'_{nl}(\xi) = 0 \quad \text{수식 12}$$

$$f(\boldsymbol{x}(\xi,\eta,\zeta)) \approx \sum_{\alpha,\beta,\gamma=0}^{n_l} f^{\alpha\beta\gamma} l_a(\xi) l_\beta(\eta) l_\gamma(\zeta) \quad \text{수식 13}$$

$f^{\alpha\beta\gamma} = f(\boldsymbol{x}(\xi_\alpha, \eta_\beta, \zeta_\gamma))$ 수식 14

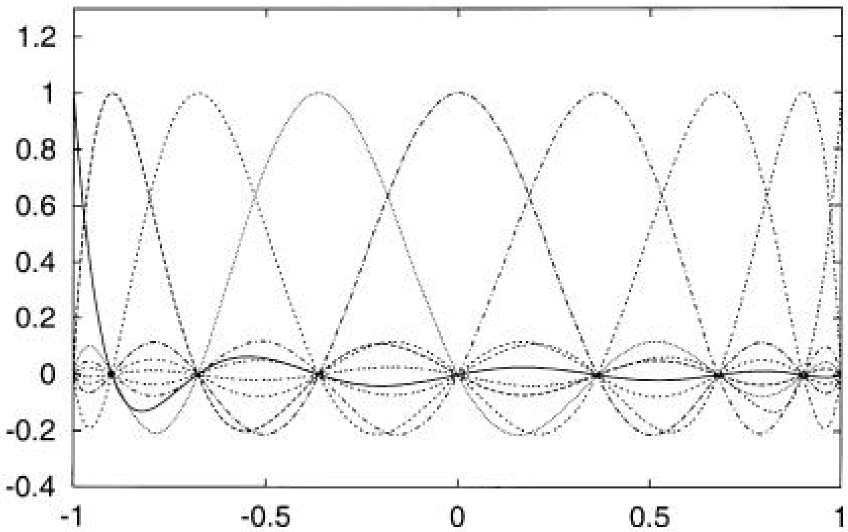

그림 4. [-1,1] 선분에서 N=8일 때의 GLL Points들과 해당 점들에서의 라그랑주 다항식 그래프. 각 GLL points에서 라그랑주 다항식의 값이 크로넥커 델타로 0 또는 1임을 확인할 수 있다. (Komatitsch & Tromp 1999)

이러한 근사를 거치면 함수 f의 그라디언트를 chain rule에 따라 간단한 형태로 표현할 수 있으며, 그 과정에서 Mesh의 Jacobian이 non-singular 해야 한다는 조건이 생겨난다.

Gauss-Lobatto-Legendre 적분 규칙에 따라 GLL points에 weighting을 주어 합하는 것으로 적분을 근사할 수 있게 되는데, 이를 Jacobian을 사용하여 맵핑 이전의 natural coordinates에서 표현하면 수식 15와 같다.

$$\int_{\Omega_e} f(\boldsymbol{x}) d^3x = \int_{-1}^{1}\int_{-1}^{1}\int_{-1}^{1} f(\boldsymbol{x}(\xi,\eta,\zeta)) J_e(\xi,\eta,\zeta)\, d\xi\, d\eta\, d\zeta \approx \sum_{\alpha,\beta,\gamma=0}^{n_l} \omega_\alpha \omega_\beta \omega_\gamma f^{\alpha\beta\gamma} J_e(\xi_\alpha, \eta_\beta, \zeta_\gamma)$$ 수식 15

Weak form의 수식 6을 수식 15와 같은 형태로 표현하면 수식 16으로 나타내지는데, 이후의 2차 상미분방정식의 풀이는 고전적인 2차 FDM(Finite Difference Method)로 풀어, 각 부피 요소의 시간과 위치에 따른 변위 함수의 수치적 해를 구할 수 있다.

$$\int_{\Omega_e} \rho \boldsymbol{w} \cdot \partial_t^2 \boldsymbol{s}\, d^3x$$
$$\approx \sum_{\alpha',\beta'\gamma'} \omega_{\alpha'}\omega_{\beta'}\omega_{\gamma'} J_e^{\alpha'\beta'\gamma'} \rho^{\alpha'\beta'\gamma'} \sum_{i,j=1}^{3} \widehat{\boldsymbol{x}_i} \cdot \widehat{\boldsymbol{x}_j}$$ 수식 16
$$\times \sum_{\alpha,\beta,\gamma} \omega_i^{\alpha\beta\gamma} l_a(\xi_{\alpha'}) l_\beta(\eta_{\beta'}) l_\gamma(\zeta_{\gamma'}) \sum_{\sigma,\tau,\nu} \ddot{s}_j^{\sigma\tau\nu}(t) l_\sigma(\xi_{\alpha'}) l_\tau(\eta_{\beta'}) l_\nu(\zeta_{\gamma'})$$

$$= \sum_{\alpha',\beta',\gamma'} \omega_{\alpha'}\omega_{\beta'}\omega_{\gamma'} J_e^{\alpha'\beta'\gamma'} \rho^{\alpha'\beta'\gamma'} \sum_{i,j=1}^{3} \delta_{ij} \sum_{\alpha,\beta,\gamma} w_i^{\alpha\beta\gamma} \delta_{\alpha\alpha'}\delta_{\beta\beta'}\delta_{\gamma\gamma'}$$
$$\times \sum_{\sigma,\tau,\nu} \ddot{s}_i^{\sigma\tau\nu}(t) \delta_{\sigma\alpha'}\delta_{\tau\beta'}\delta_{\nu\gamma'}$$
$$= \sum_{\alpha,\beta,\gamma} \omega_\alpha \omega_\beta \omega_\gamma J_e^{\alpha\beta\gamma} \rho^{\alpha\beta\gamma} \sum_{i=1}^{3} w_i^{\alpha\beta\gamma} \ddot{s}_i^{\alpha\beta\gamma}(t)$$

이후 각 부피 요소의 변위가 위치 r_0에 미치는 중력 가속도의 변화를 모든 부피 요소에 대해 아래의 수식 17 (Dahlen & Tromp, 1998)로 적분하여 위치 r_0에서의 지진파 전파로 인한 중력 가속도의 변화를 계산할 수 있다.

$$\delta g(\boldsymbol{r}_0, t) = G\rho_0 \int dV \frac{1}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0|^3} (s(\boldsymbol{r},t) - 3(\boldsymbol{e}_r \cdot s(\boldsymbol{r},t)) \cdot \boldsymbol{e}_r)$$ 수식 17

위의 수학적 과정을 FORTRAN으로 작성된 SPECFEM3D-Cartesian 프로그램을 통해 계산하여, 그림 1의 Event 1과 Event 2의 경우에 대해 지표 격자점들에서의 중력 가속도 요동의 수치 시뮬레이션을 수행하였다.

2. 무한 균질 매질에서의 해석해

아래의 과정은 Harms et al. (2015)에 제시된 무한 균질 매질에서 이중 커플 지진원에 의해 발생하는 P파 도달 이전의 중력 가속도 요동의 해석해에 대한 유도 과정들 중 하나이다.

중력 가속도의 요동δg는 수식 18과 같이 중력 포텐셜 요동$\delta\psi$의 그라디언트로 계산될 수 있으며, 중력 포텐셜은 공간 상에서 밀도에 대해 푸아송 방정식을 따른다 (수식 19).

$$\delta g(\boldsymbol{r}_0, t) = -\nabla \delta\psi$$ 수식 18 $$\nabla^2 \delta\psi = -4\pi G \delta\rho$$ 수식 19

매질의 밀도가 ρ_0 로 균질할 때, 매질의 밀도 요동은 수식 20과 같이 지진파 전파로 인한 변위 벡터의 발산으로 표현 가능하다. 또한 변위 벡터 s는 P파를 매개하는

스칼라 포텐셜 ϕ_s의 그라디언트와 S파를 매개하는 벡터 포텐셜 $\boldsymbol{\psi}_s$의 컬의 합으로 표현 가능하기 때문에, 중력 포텐셜의 요동은 P파 스칼라 포텐셜 ϕ_s만으로 표현할 수 있다.

$\delta\rho = -\rho_0 \nabla \cdot s(\boldsymbol{r}, t)$ 수식 20 $\quad$ $s(\boldsymbol{r}, t) = \nabla\phi_s(\boldsymbol{r}, t) + \nabla \times \boldsymbol{\psi}_s(\boldsymbol{r}, t)$ 수식 21

$\delta\rho = -\rho_0 \nabla^2 \phi_s$ 수식 22 $\quad$ $\delta\psi(\boldsymbol{r_0}, t) = -4\pi G\rho_0\phi_s(\boldsymbol{r_0}, t)$ 수식 23

무한 균질 매질에서 이상적인 이중 커플 지진원으로 발생하는 P파의 스칼라 포텐셜은 수식 24로 알려져 있기 때문에 (Aki & Richards, 2009), P파 도달 이전의 중력 포텐셜의 요동은 P파의 방사 패턴 R_p과 지진원 함수(source-time function) M_0로 표현할 수 있다. 이 때 (θ, ϕ)는 지진원을 중심으로 하는 구면 좌표계이며, $\boldsymbol{e_x}$는 단층면에 수직한 단위벡터, $\boldsymbol{e_z}$는 단층의 미끄러짐 방향 단위벡터, 그리고 $\boldsymbol{e_r}$은 진원으로부터 위치 r_0까지의 단위벡터이다.

$$\begin{aligned}\delta\psi(\boldsymbol{r}, t) &= GR_p(\theta, \phi)\left[\frac{1}{r_0\alpha^2}M_0(t - r_0/\alpha) - \frac{3}{r_0^3}\int_0^{r_0/\alpha} M_0(t-u)u\,du\right] \\ &= \frac{-3G}{r^3}R_p(\theta,\phi)I_2[M_0](t)\end{aligned} \quad \text{수식 24}$$

$$R_p(\theta,\phi) = \cos(\phi)\sin(2\theta) = 2(\boldsymbol{e_x}\cdot\boldsymbol{e_r})(\boldsymbol{e_z}\cdot\boldsymbol{e_r}) \quad \text{수식 25}$$

$$\int_0^t M_0(t-u)u\,du = \int_0^t dt' \int_0^{t'} M_0(t'')dt'' \equiv I_2[M_0](t) \quad \text{수식 26}$$

결론적으로, 균일 무한 매질에서 이중 커플 지진원으로 발생하는 P파 도달 이전의 초기 중력 가속도 요동에 대한 해석해는 중력 포텐셜에 그라디언트를 취한 수식 27으로 나타난다.

$$\delta g(\boldsymbol{r_0}, t) = \frac{6G}{r_0^4}((\boldsymbol{e_z}\cdot\boldsymbol{e_r})\boldsymbol{e_x} + (\boldsymbol{e_x}\cdot\boldsymbol{e_r})\boldsymbol{e_z} - 5(\boldsymbol{e_x}\cdot\boldsymbol{e_r})(\boldsymbol{e_z}\cdot\boldsymbol{e_r})\boldsymbol{e_r})I_2[M_0](t) \quad \text{수식 27}$$

지진 발생으로 인한 중력 가속도의 요동을 수치 시뮬레이션으로 구한 격자점들 위치에서 해석해로 중력 가속도 요동을 계산하여 비교하였다.

III. 연구 결과 및 논의

1. 수치 시뮬레이션의 결과와 해석해 비교

Event 1과 Event 2 각각에서, Harms et al. (2015)의 Fig. 2.와 Fig. 3. Left에서와 동일한 지표면 격자 위치에서 수치 시뮬레이션의 결과와 해석해를 계산하고 비교하였다. 그림 4는 Event 1에서 단층면과 진앙으로부터 수평거리 1km가 떨어진 위치, 즉 단위 1km의 x-y 평면 $(\sqrt{2}/2, \sqrt{2}/2)$ 점에서 단층면에 수직한 y 성분의 중력 가속도 변화를 시간에 대해 계산한 그림이다. 2초부터 5초까지의 시간 영역에서 중력 가속도 변화는 P파가 점차 가까워짐에 따라 증가하고, 해석해와 수치 시뮬레이션의 계산이 오차 절대값 1.2% 내에서 일치하는 것을 확인할 수 있다. 본 연구에서의 계산과 Harms et al. (2015)에서의 계산에서 시간 간격이나 메시 크기와 같은 수치 시뮬레이션의 파라미터들이 다르기 때문에 해석해와 시뮬레이션 사이의 오차는 다르지만, 시간에 대한 중력 가속도 요동의 값은 Harms et al. (2015) 에서의 결과와 동일하다. 그림 5는 Event 2에서 진앙으로부터 -x 방향으로 50km 떨어진 지점에서의 y 방향의 중력 가속도 요동의 값을 시간에 대해 그린 그림이다. 여기서는 관측점의 위치가 음의 x 방향에 있기 때문에 중력 가속도의 변화가 음의 값을 갖는다. 그림 4에서와 마찬가지로 중력 가속도 요동의 해석해와 수치 시뮬레이션이 오차 1.2% 내에서 일치하는 결과를 보인다. 그림 5의 결과 또한 Harms et al. (2015)의 Fig. 3. Left와 오차값만 다를 뿐 중력 가속도 요동의 결과는 동일하다. 이로부터 해석해와 수치 시뮬레이션의 결과는 일치하며, 중력 가속도 요동이 정확하게 계산되었다는 결론을 내릴 수 있다.

2. 중력 가속도 요동의 공간적 분포

위에서 중력 가속도의 변화량이 P파 전파 패턴과 위치에 따라 양의 값, 혹은 음의 값을 가진다는 점을 확인하였다. 수치 시뮬레이션으로 계산한 361개의 격자점 위치에서의 중력 가속도 변화의 x 방향, y 방향, z 방향, 그리고 절대값의 크기를 내삽하여 위에서 내려다본 지표에서의 공간적 분포를 분석하였다. 그림 6.은 Event 1에서 지진 발생 5초 후의 중력 가속도 변화량 그림이고, 그림 7.은 Event 2에서 지진 발생 5초 후의 중력 가속도 변화량 그림이다. 그림 6과 그림 7의 패턴은 전체적으로 비슷하나, Event 1에서 진원이 더 깊이 있는만큼 패턴이 크게 퍼진 모습으로 나타나고, Event 2에서는 지표에 가까운 만큼 진앙에 모여있는 패턴으로 나타난다.

먼저 중력 가속도 변화의 z 성분을 살펴보면, 그림 9의 이중 커플의 P파 전파 패턴과 일치함을 확인할 수 있다. 우수향 주향이동 단층에서 P파가 밀해지는 1사분면과 3사분면의 중력 가속도는 커지기 때문에 z 방향으로 음의 값을 가지며, 2사분면과 3사분면은 양의 값을 갖는다. 해당 영역들이 밀하고 소해지기 때문에 x축과 y축

방면으로 각각 당기는 것으로 x 성분과 y 성분의 패턴 또한 설명 가능하다.

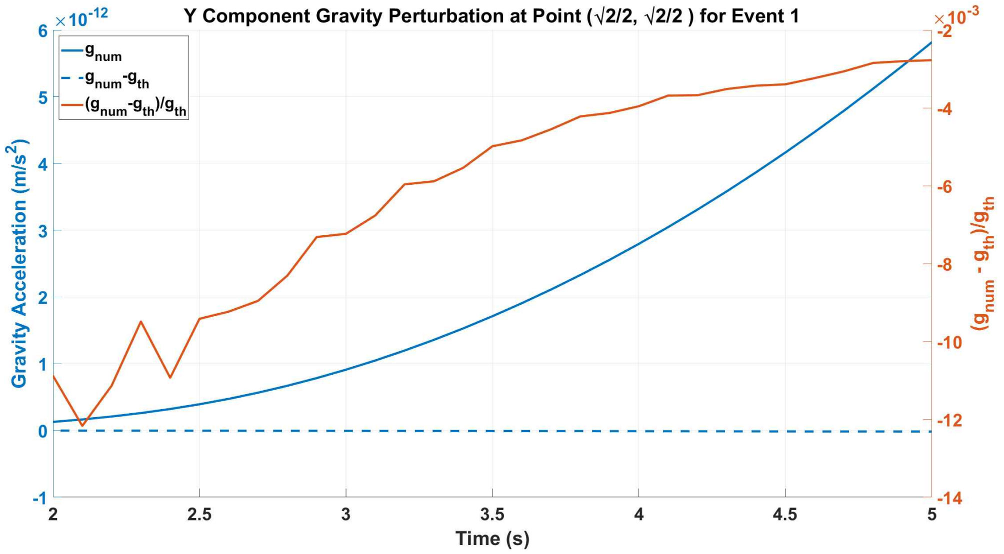

그림 5. 수치 시뮬레이션으로 계산된 Event 1에서 지진 발생 2초에서부터 5초까지 좌표 ($\sqrt{2}/2$, $\sqrt{2}/2$) 에서의 중력 변화가 파란색으로 표시되어있고, 해석해와의 오차가 붉은색으로 표시되어 있다.

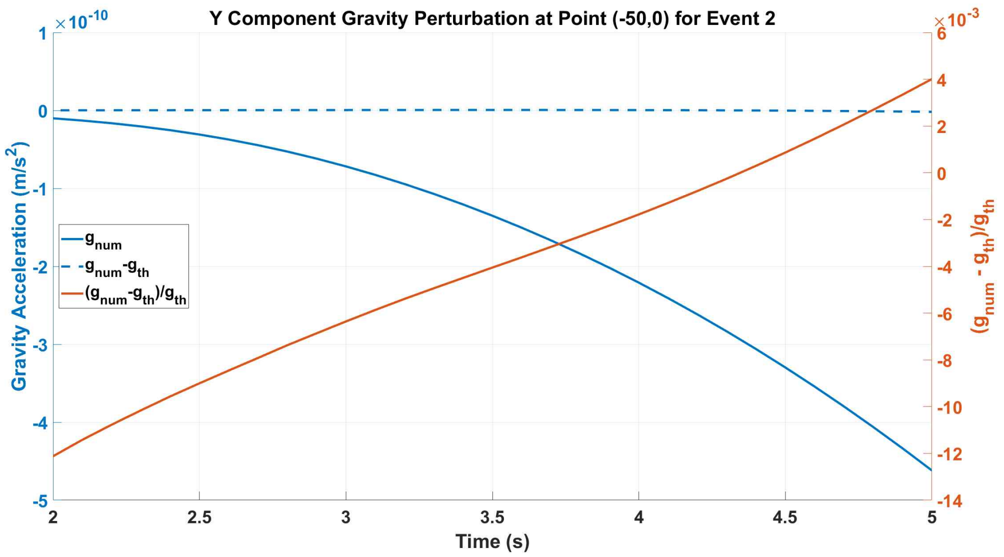

그림 6. 수치 시뮬레이션으로 계산된 Event 2에서 지진 발생 2초에서부터 5초까지 좌표 (-50, 0) 에서의 중력 변화가 파란색으로 표시되어있고, 해석해와의 오차가 붉은색으로 표시되어 있다.

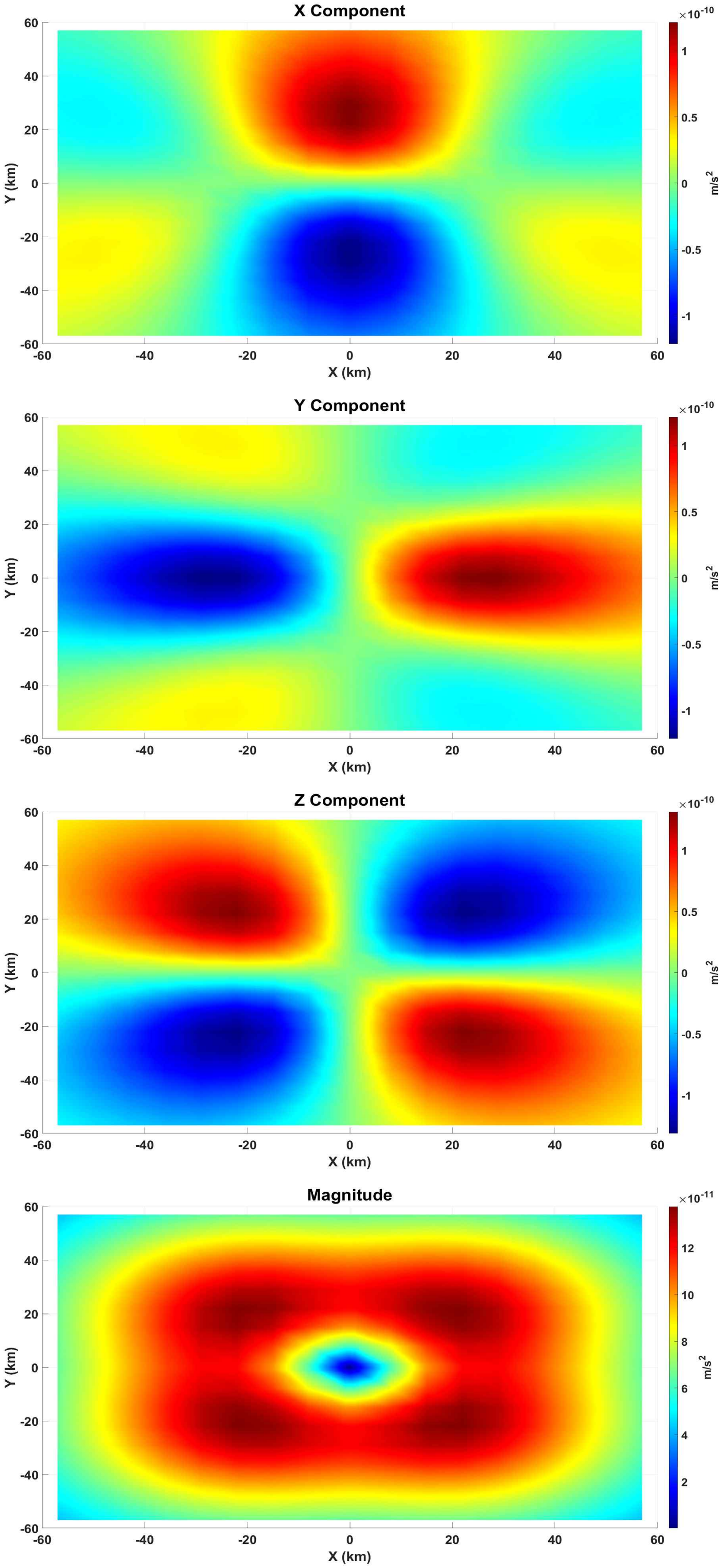

그림 7. 수치 시뮬레이션으로 계산된 Event 1 발생 5초 후 지표에서의 중력 가속도 변화. 위에서부터 x, y, z 성분과 절대값을 표시하였다. P파의 전파 패턴으로 위의 형태가 설명된다.

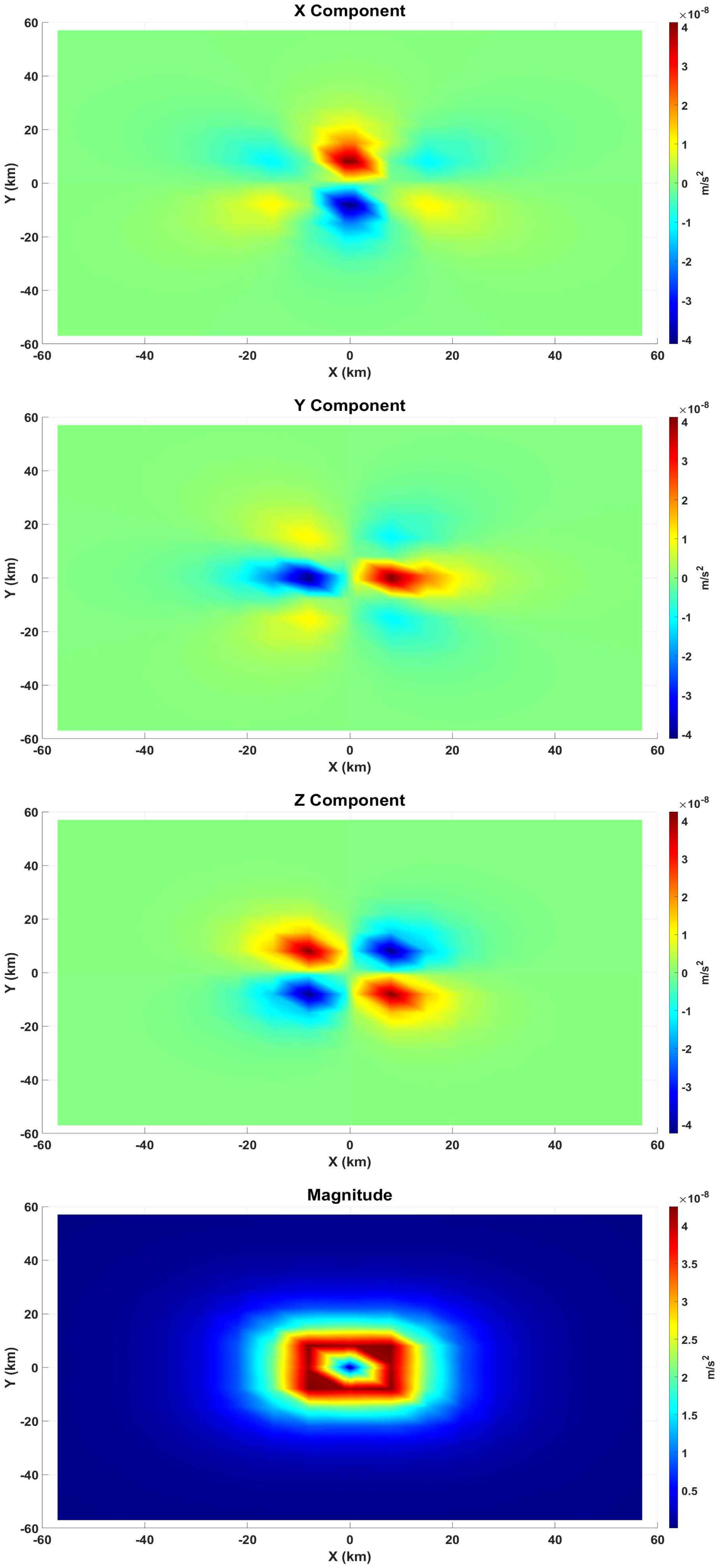

그림 8. 수치 시뮬레이션으로 계산된 Event 1 발생 5초 후 지표에서의 중력 가속도 변화. 위에서부터 x, y, z 성분과 절대값을 표시하였다. P파의 전파 패턴으로 위의 형태가 설명된다.

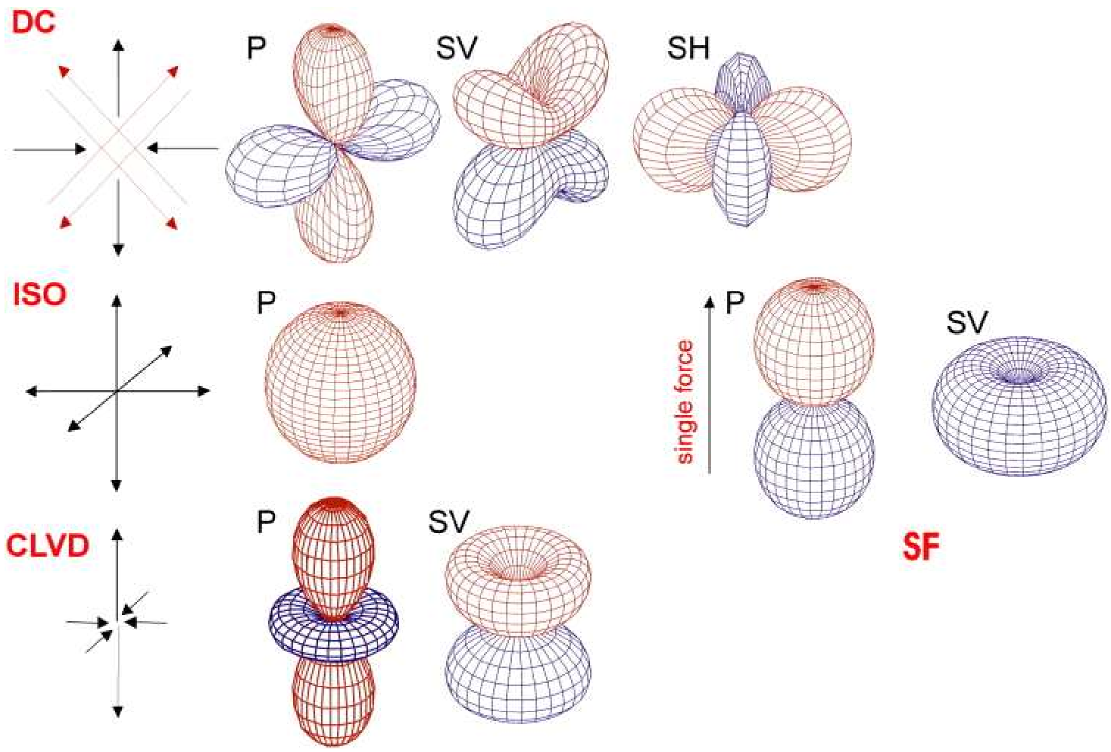

그림 9. 이중 커플, 등방성, CLVD(Compensated Vector Linear Dipole) 지진원에 따른 P파와 S파 전파 패턴 (Sileny & Milev, 2008)

IV. 결론

본 연구에서는 지진으로 발생하는 중력 가속도 요동의 수치 시뮬레이션을 수행하고 이를 이론적 해석해와 비교하였다. 주향이동단층형 점지진원이 충분한 크기의 균일 반무한체 매질 내 깊은 깊이에서 일어나는 경우와 얕은 깊이에서 일어나는 경우에 대해 분광요소법(Spectral Element Method)으로 지진파의 전파를 모델링하였고, 이에 따라 발생하는 지표 격자점에서의 중력 가속도 변화를 계산하였다. 두 경우 모두 수치 시뮬레이션의 결과는 해석해와 오차 범위 1.2% 내에서 일치하며, 지표에서 중력 가속도 변화의 공간적 분포 또한 P파의 전파 패턴으로 설명 가능하다. 본 연구는 어디까지나 이전 Harms et al. (2015) 연구의 재현에 추가적으로 중력 가속도 변화의 공간적 분포를 살펴보았을 뿐이지만, 지진 발생으로 인한 중력 가속도 요동을 지진 조기 경보에 응용하기 위해서는 추가적인 모델링 연구가 필수적일 것이다.

감사의 말

연구 주제 선정과 연구 진행에 큰 도움을 주신 정성훈 교수님과 한국과학기술연구

원 강궁원 교수님께 감사의 말씀을 드립니다.

참고문헌

- Aki, K. & Richards, P.G. (2009). Quantitative Seismology, 2nd edn, University Science Books
- Clayton, R. & Engquist, B. (1977). Absorbing boundary conditions for acoustic and elastic wave equations, Bull. seism. Soc. Am., 67, 1529-1540.
- Dahlen, F.A. & Tromp, J. (1998). Theoretical Global Seismology, Princeton University Press.
- De Linage, C., Rivera, L., Hinderer, J., Boy, J.-P., Rogister, Y., Lambotte, S. & Biancale, R. (2009). Separation of coseismic and postseismic gravity changes for the 2004 Sumatra–Andaman earthquake from 4.6 yr of GRACE observations and modelling of the coseismic change by normalmodes summation, Geophys. J. Int., 176(3), 695–714
- Han, S.-C., Shum, C., Bevis, M., Ji, C. & Kuo, C.-Y. (2006). Crustal dilatation observed by GRACE after the 2004 Sumatra–Andaman earthquake, Science, 313(5787), 658–662
- Harms, J. (2016). Transient gravity perturbations from a double-couple in a homogeneous half-space, Geophys. J. Int., 205(2), 1153–1164.
- Harms, J., Ampuero, J. P., Barsuglia, M., Chassande-Mottin, E., Montagner, J. P., Somala, S.N. & Whiting, B.F. (2015). Transient gravity perturbations induced by earthquake rupture, Geophys. J. Int., 201(3), 1416–1425
- Juhel, K., Ampuero, J. P., Barsuglia, M., Bernard, P., Chassande Mottin, E., Fiorucci, D., et al. (2018). Earthquake early warning using future generation gravity strainmeters. Journal of Geophysical Research: Solid Earth, 123, 10,889–10,902. https://doi.org/10.1029/2018JB016698
- Juhel K., Montagner J. P., Vallée, M., Ampuero, J. P., Barsuglia, M., Bernard, P., Clévédé, E., Harms, J., Whiting, B. F. (2019). Normal mode simulation of prompt elastogravity signals induced by an earthquake rupture, Geophysical Journal International, 216(2), 935–947, https://doi.org/10.1093/gji/ggy436
- Komatitsch D. & Tromp. J. (2002). Introduction to the spectral element method for three dimensional seismic wave propagation. Geophysical Journal International. Vol. 139, Issue 3, p. 806-822.
- Matsuo, K. & Heki, K. (2011). Coseismic gravity changes of the 2011 Tohoku-oki earthquake from satellite gravimetry, Geophys. Res. Lett., 38(7).

- Montagner, J.P., Juhel, K., Barsuglia, M., Ampuero, J.P., Chassande-Mottin, E., Harms, J., Whiting, B.F., Bernard, P., Clevede, E. & Lognonne, P. (2016). Prompt gravity signal induced by the 2011 Tohoku-Oki earthquake, Nat. Commun., 7, doi:10.1038/ncomms13349.
- Šílený, J., Milev A. (2008). Source mechanism of mining induced seismic events – Resolution of double couple and non double couple models, Tectonophysics, 456(1-2), 3-15, https://doi.org/10.1016/j.tecto.2006.09.021.
- Vallee, M., Ampuero, J.P., Juhel, K., Bernard, P., Montagner, J.P. & Barsuglia, M. (2017). Observations and modeling of the elastogravity signals preceding direct seismic waves, Science, 358(6367), 1164 - 1168.
- Vallée, M., & Juhel, K. (2019). Multiple observations of the prompt elastogravity signals heralding direct seismic waves. Journal of Geophysical Research: Solid Earth, 124, 2970 - 2989. https://doi.org/10.1029/2018JB017130