

Measurement of cosmogenic ${}^9\text{Li}$ and ${}^8\text{He}$ production rates at RENO

Hyun Gi Lee

Department of Physics, Chonnam National University, Gwangju 61186, Korea

초록 :

We report the measured production rates of unstable isotopes ${}^9\text{Li}$ and ${}^8\text{He}$ produced by cosmic muon spallation on ${}^{12}\text{C}$ using two identical detectors of the RENO experiment. Their β decays accompanied by a neutron make a significant contribution to backgrounds of reactor antineutrino events in precise determination of the smallest neutrino mixing angle. The mean muon energy of its near(far) detector with an overburden of 120(450)m.w.e. is estimated as $33.1\pm 2.3(73.6\pm 4.4)$ GeV. Based on roughly 3100 days of data, the cosmogenic production rate of ${}^9\text{Li}({}^8\text{He})$ isotope is measured to be $44.2\pm 3.1(10.6\pm 7.4)$ per day at near detector and $10.0\pm 1.1(2.1\pm 1.5)$ per day at far detector. This corresponds to yields of ${}^9\text{Li}({}^8\text{He})$, $4.80\pm 0.36(1.15\pm 0.81)$ and $9.9\pm 1.1(2.1\pm 1.5)$ at near and far detectors, respectively, in a unit of $10^{-8}\mu^{-1}g^{-1}\text{cm}^2$. Combining the measured ${}^9\text{Li}$ yields with other available underground measurements, an excellent power-law relationship of the yield with respect to the mean muon energy is found to have an exponent of $\alpha = 0.75\pm 0.05$.

1. 서론

뮤온은 지하 검출기와 주변 암석에서 과쇄 생성물을 생성한다. 충분한 에너지를 가지고 있는 뮤온은 심지어 지하에서도 액체 섬광용액 검출기에서 탄소와 상호 작용하여 불안정한 방사성 동위 원소와 중성자를 생성할 수 있다. 이때, 생성된 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 의 뮤온과쇄 동위원소는 원자로 중성미자 진동 측정에서 가장 심각한 배경잡음이며[1], 이중 베타 붕괴 및 암흑 물질 실험에서 잠재적인 잡음이 될 가능성이 있다[2,3,4].

${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 의 β -n 붕괴는 방출된 중성자와 함께 반전자 중성미자의 역 베타 붕괴 (IBD) 반응을 모방한다. 이때, ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 의 상대적으로 긴 수명과 단거리 원자로중성미자 실험의 높은 뮤온 선속은 뮤온이 지나간 이후 시간에 따른 기준을 사용하여 IBD 사건에서 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 붕괴를 분리하기 어렵게 만든다. 따라서 중성미자 혼합 각 θ_{13} 를 정확하게 결정하기 위해서는 뮤온 파쇄 생성 동위원소 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 의 정확한 생산량을 알아내는 것이 중요하다. 뮤온과 뮤온파쇄생성물은 MUSIC[5,14], FLUKA[6], Geant4[7]를 사용하여 큰 오차와 함께 전산모사가 가능하다.

뮤온 파쇄를 통한 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 생성량은 Borexino[8], Daya Bay[9], Double Chooz[10] 및 KamLAND[11]의 지하 실험에 의해 측정 및 보고되었다. 선행연구에서 제시된 측정량은 뮤온파쇄생성 중성자와 ${}^{12}\text{B}$ 의 생성으로부터 간접적으로 측정되거나, 뮤온이 지난 이후 지연된 시간에 의해 얻어졌다. 그러나 ${}^9\text{Li}$ 또는 ${}^8\text{He}$ 수명에 비해 상대적으로 높은 뮤온선속이 있는 지하 실험에서는 뮤온파쇄생성물과 관측한 뮤온 사이의 올바른 연관성을 얻어내는 것이 쉽지 않다. 이 논문은 120 그리고 450 m.w.e. 지하에 있는 두 개의 동일한 RENO 검출기에서 발생한 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 생산량을 직접 측정한 결과를 제시한다. 이번 연구에는 검출기를 통과한 전체 뮤온에서 생성된 동위원소의 β -n붕괴 스펙트럼을 이용하여 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 를 측정하는 방법을 사용하였다.

2. RENO 실험

RENO 실험은 한빛 원자로에서 생성된 전자 반중성미자의 소실을 관측함을 통하여[12] 가장 작은 중성미자 혼합 각 θ_{13} 를 측정하였다. 두 개의 동일한 근거리 및 원거리 감지기(ND 및 FD)는 원자로 배열 중심에서 각각 290 및 1380m 거리에 배치되어 있다. 두 검출기는 0.1% 가돌리늄(Gd)이 적재된 액체 섬광체 (LS)를 표적으로 사용하여, IBD 반응을 통해 충돌한 원자로 반중성미자를 검출한다. IBD 상호 작용은 즉각적인 양전자 신호와 Gd에서 중성자 포획된 지연된 신호사이에 강한 상관관계를 요구함으로써 인하여 식별될 수 있다.

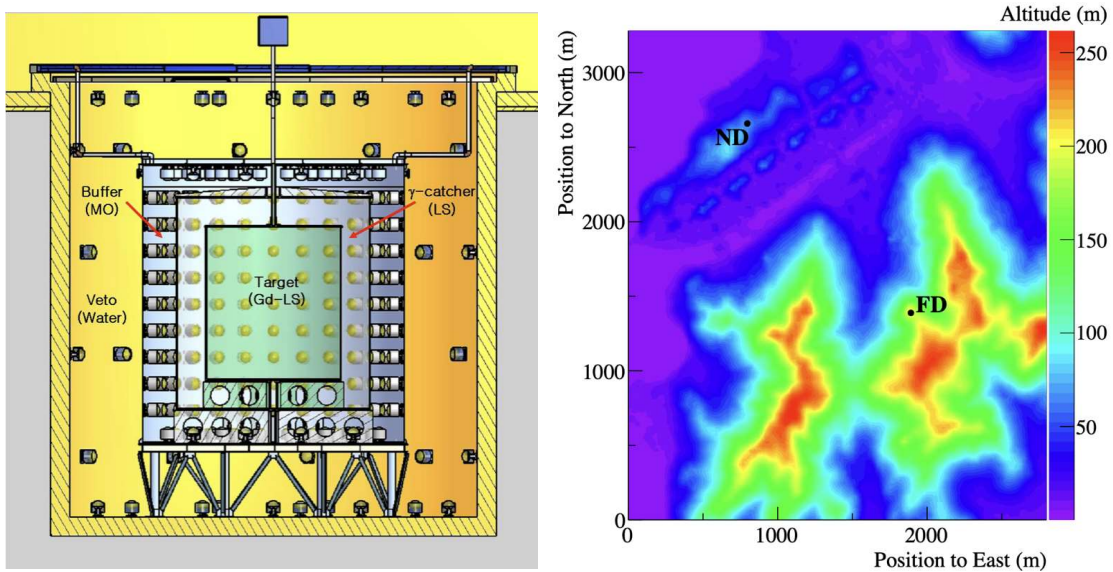


그림 1. (왼쪽그림) RENO 검출기의 개략도. 내부 검출기 (ID)는 중성미자 표적(target), 감마선 포집기(γ -catcher) 및 완충재(buffer)로 구성되며 원통형 스테인리스 스틸 용기에 들어있다. Veto를 위한 외부 감지기 (OD)가 ID를 둘러싸고 있으며, 고도로 정제된 물로 채워져 있다. 광센서로써 Hamamatus의 10-inch PMT인 R7081을 사용하였다[13]. (오른쪽 그림) RENO 검출기 주변 지형의 등고선[15]. 검정색 점은 RENO 근거리 및 원거리 감지기의 위치를 나타낸다. 좌표의 원점은 경도 126.41° , 위도 35.39° 이다.

3. ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 사건 선택

3.1. 데이터 샘플

이 분석에서는 2011년 8월부터 2020년 8월까지 수집된 약 3100일간의 RENO 데이터를 우주 발생 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 수율 측정에 사용하였다. ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 로의 붕괴로 인해 발생하는 β -n을 얻어내기 위해서, β 붕괴 시 발생하는 즉각적인 신호와 Gd에 의한 중성자 포획으로부터 발생하는 지연된 신호 사이의 상관관계를 요구하였다. 이때, β -n 데이터 샘플의 선택 기준은 뮤온파쇄 생성물을 제거를 위한 조건을 제외하고, 원자로 반중성미자 사건에 대한 선택 기준과 동일하다. 사건 재구성 및 에너지 보정은 Ref.[18]에서 자세히 설

명하였다.

3.2. 배경사건

즉각적인 신호와 지연된 신호 사이의 상관관계를 요구하여 얻어낸 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 사건후보에는 배경사건 또한 섞여있다. 이때, 배경사건은 상관관계가 있는 배경사건과 상관관계가 없는 배경사건으로 나눌 수 있다. 상관관계가 있는 배경사건은 원자로 반전자중성미자 그리고 고속중성자의 상호작용을 통해 발생한다.

원자로반중성미자 IBD 사건은 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ β -n 방사체와 동일한 방식으로 선행신호 및 지연신호를 내기 때문에 구별하기가 쉽지 않다. 하지만 IBD의 선행신호 스펙트럼은 8MeV 이상에서 급속히 줄어드는 반면 ${}^9\text{Li}({}^8\text{He})$ 의 β 스펙트럼은 최대 14(11)MeV까지 존재한다. 고속중성자는 검출기와 주변 암석을 통과하는 뮤온에 의해 생성된다. ID로 들어간 고에너지 중성자는 LS에서 상호 작용하여 포획되기 전에 검출기의 양성자와 탄성 충돌한다. 탄성충돌로 인해 튕겨나간 양성자는 선행신호 사건을 모방하는 섬광사건을 생성한다. 상관관계가 없는 배경사건은 선행사건과 지연사건 사이에 상관관계가 없는 "우발적배경사건" 때문에 발생한다. 우발적 배경사건에서 선행신호사건의 대부분은 $\sim 3\text{MeV}$ 미만의 에너지를 가진 감마광선에 의해 발생하고, 높은 에너지 영역에서는 거의 발생하지 않는다.

3.3. ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 사건 선택 기준

${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 의 β -n 붕괴 샘플을 얻어내기 위하여 다음의 기준을 적용하였다. (i) $1.2 < E_p < 15\text{MeV}$ 요구사항 (E_p 는 선행사건에너지); (ii) $6 < E_d < 12\text{MeV}$ 요구사항 (E_d 는 지연사건에너지); (iii) $2 < \Delta T_{pd} < 100\mu\text{s}$ 의 시간 상관관계 요구 사항 (ΔT_{pd} 는 선행사건후보와 지연사건후보간의 시간 차이). (iv) $\Delta R < 2\text{m}$ 의 공간 상관관계 요구 사항 (ΔR 은 선행신호와 지연신호 사이의 거리). 이 외에도, 뮤온을 사용한 선택조건을 제외한 원자로 반중성미자 사건에 대한 대부분의 사건 선택 기준이 적용되며, 이에 대한 보다 자세한 내용은 Ref.[18]에 나와 있다. 모든 선택 기준을 적용한 이후, 3100

일간의 ND (FD) 검출기 데이터에서 1211335(158938)개의 β -n 사건후보를 얻어내었다.

4. ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ β -n 붕괴 스펙트럼

고순도의 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ β -n 붕괴 샘플은 FD(ND)에서 $E_{\mu}^{\text{vis}} > 1.5(1.6)\text{GeV}$ 인 뮤온이 지나간 이후 $40 < \Delta T < 500(400)\text{ms}$ 의 경과 시간을 가지도록 요구하여 얻어내었다. 그림2은 해당 요구 사항을 적용하기 전에 β -n 사건후보의 경과 시간 분포를 보여준다. 이때, $\Delta T < 40\text{ms}$ 의 β -n 사건후보는 ${}^{12}\text{B} - {}^{12}\text{B}/\text{X}$ 배경사건, IBD 배경사건이 큰 관계로, ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ 붕괴 스펙트럼 측정에서 제외되었다.

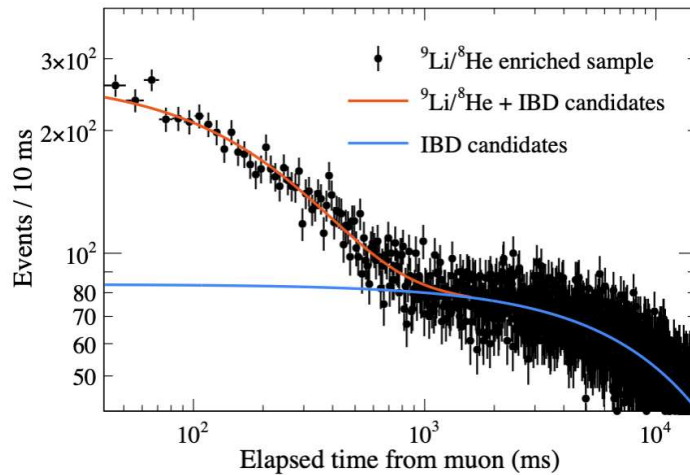


그림 2. 원거리검출기에서 $E_{\mu}^{\text{vis}} > 1.5\text{ GeV}$ 의 에너지를 가진 뮤온에 의해 생성된 β -n 사건후보에 대한 경과시간분포.

그림 2의 뮤온 경과 시간 분포의 긴 시간 성분($\Delta T > 1\text{s}$)은 뮤온과 상관관계가 없는 원자로 반중성미자 IBD 사건후보가 대부분을 차지한다. ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ 의 평균 붕괴 시간은 FD에서 $260 \pm 12\text{ms}$ 로 측정되고, ND에서 $258 \pm 20\text{ms}$ 로 측정되었다. 이는 ${}^8\text{He}$ 보다 ${}^9\text{Li}$ 가 더 우세하게 생성된다는 것을 의미한다. ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ 의 β -decay 스펙트럼은 ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ 농축 샘플에서 긴 시간 성분은

소거하여 얻어내었다.

ND와 FD에서 측정된 ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ β -n 붕괴 스펙트럼이 그림 3과 같다. 8MeV 미만의 스펙트럼 불확실성은 원자로 반중성미자사건후보의 스펙트럼을 소거하는 과정에서 발생하므로, 8MeV 미만의 불확실성은 FD보다 ND에서 더 크다. 반면에 8 MeV 이상의 스펙트럼 불확실성은, 더 얇은 지하에서 더 많은 ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ 생성으로 인해 ND 검출기에 대해 더 작다. 앞서 두 검출기에서 측정된 ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ 의 평균 붕괴 시간이 유사하므로, 두 검출기에서 동일한 ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ 의 β -n 붕괴 스펙트럼이 예상된다. ND 및 FD 스펙트럼의 가중평균을 통해, ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ 의 β -n 붕괴 통합스펙트럼이 얻어졌으며, ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 의 생산을 측정에 사용되었다. 통합된 스펙트럼과 전산모사의 예측과 잘 맞음을 그림 3에서 확인 할 수 있다.

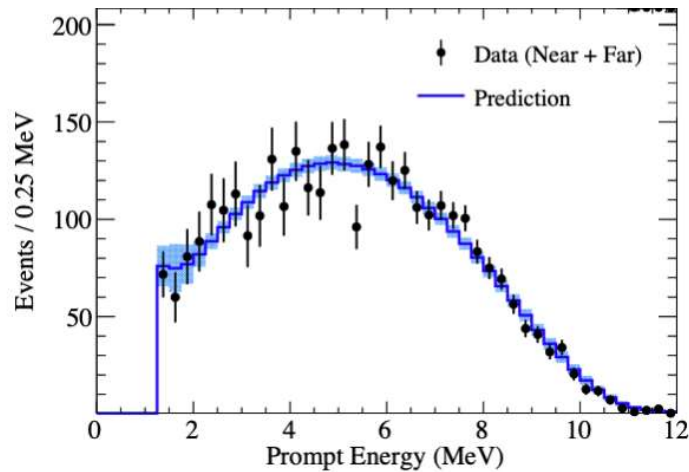


그림 3. ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ 의 β -n 붕괴 스펙트럼을 측정하고 전산모사의 예측과 비교한 것. 스펙트럼의 불확실성이 음영 처리된 밴드로 나타나있다.

5. ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 의 생산을 측정

5.1. 배경사건 측정

획득한 β -n 붕괴사건의 후보샘플에는 $E_p = 3\text{MeV}$ 미만의 우발적배경사건과 $E_p \sim 8\text{MeV}$ 의 원자로 중성미자 배경사건 그리고 고속중성자 배경사건이

포함되어 있다. 대부분의 배경사건은 8MeV보다 큰 선행에너지를 요구함에 의해 제거되었다. $8 < E_p < 15\text{MeV}$ 에서 총 β -n사건후보 사건 수는 ND에서 10608, FD에서 5668이다. 고속중성자의 갯수는 평평한 에너지 스펙트럼 모양을 기반으로 $8 < E_p < 50\text{MeV}$ 의 고속중성자 배경사건 우세영역에서 외삽을 통하여 추정되었다. 남아있는 IBD배경사건 갯수는 Huber-Mueller[19,20] 예측 스펙트럼을 바탕으로 추정하였다. 나머지 배경사건의 갯수와 스펙트럼은 Ref.[18]에 나와 있다. 아랫 단락부터, 남아 있는 $^{12}\text{B}-^{12}\text{B}/\text{X}$ 배경사건의 갯수를 추정한 방법을 제시하겠다.

앞서 기술한 바와 같이, 뮤온과쇄 방사성 동위원소의 β 붕괴는 Gd의 중성자 포획으로 인해 발생하는 8MeV 감마광선의 지연사건을 모방할 수 있다. 지하뮤온은 ^{12}B 뿐만 아니라 ^{12}N , ^9C , ^9Li , ^8Li , ^8He 그리고 ^8B 등의 방사성 동위원소를 생성하며, 이들의 반감기는 10ms부터 1초에 이른다[15,16]. 이 모든 방사성 동위원소는 종말점 에너지가 10MeV보다 크기 때문에, 지연에너지선택범위인 6에서 12 MeV 사이의 β 입자를 내며 붕괴할 수 있다. 이러한 사건은 ^9Li 및 ^8He 선택을 위한 최종 샘플에서 포함되어 있으며, 이를 “ $^{12}\text{B}-^{12}\text{B}/\text{X}$ ” 배경사건 이라고 부른다.

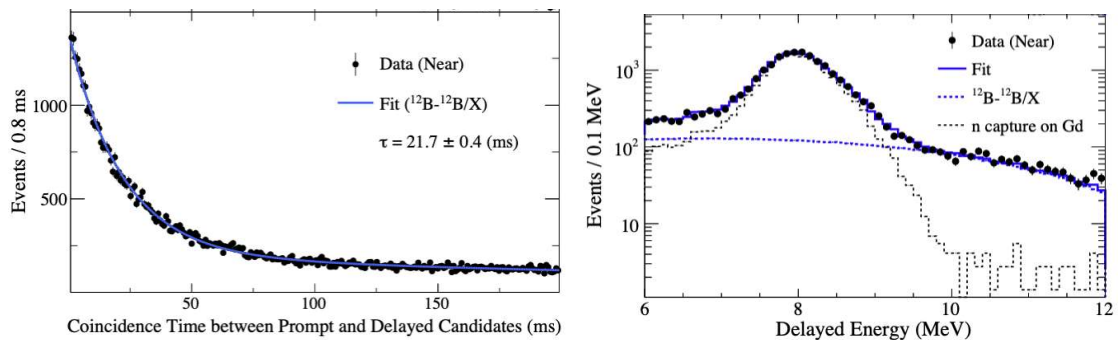


그림 4. (왼쪽그림) 하나의 우주 뮤온에 의해 생성된 여러 ^{12}B 붕괴 사이의 시간 상관관계. (오른쪽그림) $^{12}\text{B}-^{12}\text{B}/\text{X}$ 배경사건이 농축된 β -n 샘플에서 지연에너지 분포.

$^{12}\text{B}-^{12}\text{B}/\text{X}$ 농축 샘플을 얻기 위해 선행사건후보와 지연사건후보간의 시간 상관관계(ΔT_{pd})는 $100\mu\text{s}$ 에서 200ms로 대폭 증가되었다. 그림 4의 왼쪽은 FD(ND)에서 두 사건 후보 사이의 시간 상관관계를 보여준다. 이것은 단일 우주 뮤온에 의한 여러 ^{12}B 가 생산됨을 나타낸다.

그림 4의 오른쪽은 3 ms 미만의 ΔT_{pd} 를 요구하여 얻어낸 $^{12}\text{B}-^{12}\text{B}/\text{X}$ 농축 샘플의 지연에너지 분포를 보여준다. Gd의 중성자 포획으로부터 발생한 감마선은 8 MeV의 봉우리로 나타나며, β 붕괴를 통해 발생하는 지연에너지 분포는 9 MeV 이상에서 명확하게 나타난다. $^{12}\text{B}-^{12}\text{B}/\text{X}$ 의 갯수는 Gd의 중성자 포획으로 발생하는 봉우리와 ^{12}B 스펙트럼을 사용하여 지연에너지 분포를 피팅하여 얻어내었다. 얻어낸 β -n 붕괴사건후보샘플에 남아있는 $^{12}\text{B}-^{12}\text{B}/\text{X}$ 배경사건의 갯수는 ND에서 하루당 0.05 ± 0.01 개, FD에서 하루당 0.01 ± 0.01 개 이다.

5.2. $^9\text{Li}+^8\text{He}$ 의 β -n 붕괴 사건 갯수 측정

$8 < E_p < 15$ MeV에서 관찰된 $^9\text{Li}+^8\text{He}$ β -n 붕괴 사건 개수는 그림 5와 같이 최종 β -n 샘플에 대한 스펙트럼 피팅에 의해 결정되었다. 피팅은 측정된 $^9\text{Li}+^8\text{He}$ β -붕괴 스펙트럼 모양과 측정한 배경사건의 갯수 및 스펙트럼을 사용하여 수행되었다. $8 < E_p < 15$ MeV에서 얻은 $^9\text{Li}+^8\text{He}$ 갯수는 ND에서 하루에 1.46 ± 0.07 개, FD에서 하루에 0.37 ± 0.04 개 이다. 피팅 결과의 계통오차는 $^9\text{Li}+^8\text{He}$ β -붕괴 스펙트럼 형태의 불확실성, IBD 및 나머지 배경사건의 불확실성에서 비롯된다. 가장 큰 계통오차는 ND에서 $^9\text{Li}+^8\text{He}$ 붕괴 스펙트럼의 불확실성 그리고 FD에서 배경사건으로 인한 것이며, 추가적인 데이터를 통해 줄일 수 있다.

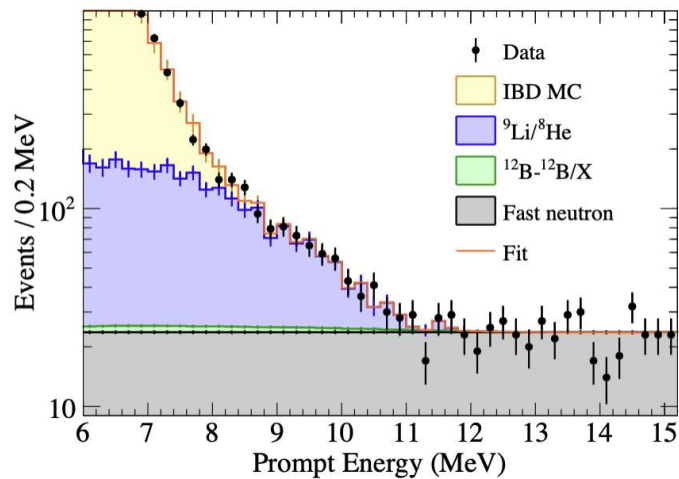


그림 5. ND에서 ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ 의 β -n 붕괴 사건 갯수 측정.

$8 < E_p < 15$ 에서의 ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ 의 β -n 붕괴 사건의 갯수는 스펙트럼 피팅을 통하여 측정하였으며, $1.2 < E_p < 8\text{MeV}$ 에서의 갯수는 측정된 ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ β -붕괴 스펙트럼을 외삽하여 추정하였다. $1.2 < E_p < 15\text{MeV}$ 에 대한 ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ 의 β -n 붕괴사건갯수는 ND의 경우 하루에 $11.92 \pm 0.25(\text{stat}) \pm 0.38(\text{syst})$ 개이고, FD의 경우, $3.04 \pm 0.13(\text{stat}) \pm 0.25(\text{syst})$ 개 이다. ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He}$ 의 β -n 붕괴 사건갯수의 가장 큰 측정오차는 ND의 경우 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 스펙트럼의 불확실성, FD의 경우 배경사건의 불확실성에서 비롯된다.

6. ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 의 뮤온과쇄수율

${}^9\text{Li}$ 혹은 ${}^8\text{He}$ 의 뮤온과쇄수율($Y({}^9\text{Li})$)은, 관측된 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 의 β -n 붕괴율을 바탕으로 아래 수식과 같이 정의되었다.

$$Y({}^9\text{Li}) = R_{\beta-n}^{\text{obs}} \cdot \frac{f({}^9\text{Li})}{\epsilon({}^9\text{Li}) \cdot \text{Br}_{\beta-n} \cdot R_\mu \cdot \overline{L}_\mu \cdot \rho} \quad (1)$$

수식 (1)에서 각 항들은, 관측된 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 의 β -n 붕괴율($R_{\beta-n}^{\text{obs}}$), 측정된 ${}^9\text{Li}$ 붕괴 비율($f({}^9\text{Li})$), ${}^9\text{Li}$ 측정 효율($\epsilon({}^9\text{Li})$), β -n 붕괴비율($\text{Br}_{\beta-n}$), 표적을 통과하는 뮤온의 선속(R_μ), 표적에서의 뮤온의 평균 이동 길이(\overline{L}_μ) 그리고 표적의 밀도(ρ)를 의미한다.

${}^9\text{Li}$ 또는 ${}^8\text{He}$ 의 β -n 붕괴에 대한 검출 효율은 통제된 샘플과 전산모사를 사용하여 얻어내었다. 대부분의 β -n 선택효율은 IBD[18] 선택효율과 동일하다. $E_p > 1.2\text{MeV}$ 을 요구하는 선행에너지 선택효율은 ${}^9\text{Li}$ 의 경우 $(92.0 \pm 2.3)\%$, ${}^8\text{He}$ 의 경우 $(86.7 \pm 2.5)\%$ 이다. 선택효율 오차의 대부분은 예상되는 β 붕괴 스펙트럼의 불확실성에서 비롯된다. ${}^9\text{Li}$ (${}^8\text{He}$)의 전체검출효율은 FD의 경우 $(56.2 \pm 1.6)\%$, $(53.0 \pm 1.7)\%$ ND의 경우 $(49.6 \pm 1.5)\%$, $(46.8 \pm 1.5)\%$ 이다.

수식 1을 사용하여 얻어낸 ${}^9\text{Li}$ 수율은 $10^{-8}\mu^{-1}\text{g}^{-1}\text{cm}^2$ 의 단위를 가지며, ND의 경우 4.80 ± 0.36 FD의 경우 9.9 ± 1.1 로 측정되었다. ${}^8\text{He}$ 수율은 ND의 경우 1.15 ± 0.81 , FD의 경우 2.1 ± 1.5 로 얻어졌으며, 에너지가 커서 ${}^8\text{He}$ 가 생성되었다고 이야기하기는 힘들다. 지하실험에서 뮤온과쇄생성물의 수율은 평균 뮤온 에너지(GeV)에 따라서, 아래 수식과 같이 나타낼 수 있다[4].

$$Y = Y_0(\overline{E}_\mu)^\alpha \quad (2)$$

여기서 α 는 \overline{E}_μ 의 거듭제곱 지수이다. 평균 뮤온 에너지는 MUSIC 프로그램을 이용한 전산모사[5]를 통해 얻어내었으며, ND 및 FD 사이트에 대해 각각 33.1 ± 2.3 및 73.6 ± 4.4 GeV이다. 그림 6은 이번에 측정한 ${}^9\text{Li}$ 와 ${}^8\text{He}$ 뮤온과쇄 수율을 다른 측정값을 비교한 것이다.

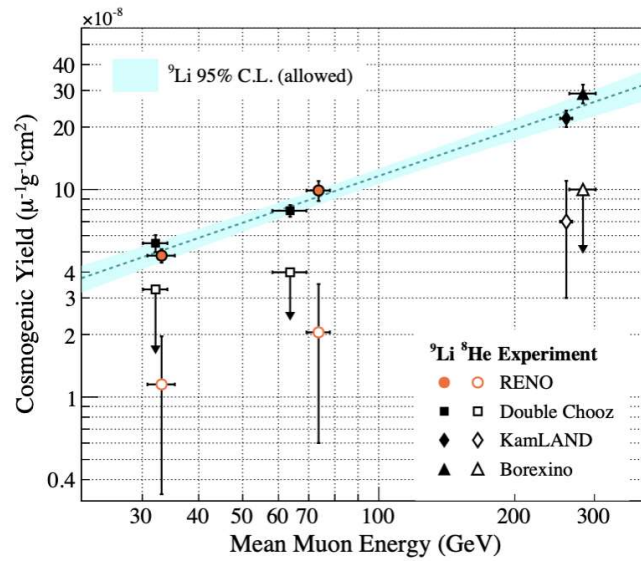


그림 6. RENO의 ND 및 FD에서 뮤온과쇄로 발생한 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 의 수율을 측정한 것. Borexino[8], Double Chooz[10] 및 KamLAND[11]의 측정값과 비교하였다. 화살표는 2σ 의 상한선을 나타낸다.

Double Chooz의 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 의 뮤온과쇄수율은 대해 뮤온이 지나간 뒤 1 ms 이후, 뮤온궤적주변에서 생성된 ${}^{12}\text{B}$ 의 거리분포와 중성자의 개수분포를 사용하여 얻어내었다[10]. 이러한 이전의 측정은 이전 뮤온과의 뮤온과쇄생

성물과의 시공간 상관관계를 기반으로 하였다. 그러나 얇은 지하에서 ${}^9\text{Li}$ 또는 ${}^8\text{He}$ 수명에 비해 뮤온 선속이 큰 경우, 이러한 시공간 상관관계가 불확실해진다. RENO의 측정은 이전측정과 같이 뮤온과의 시간 및 공간 상관관계에 의존하지 않고, $8 < E_p < 15$ 에 스펙트럼을 피팅하여 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 에 의한 β -n 붕괴가 얼마나 있는지 얻어내었다. ${}^9\text{Li}$ 수율은 다양한 지하 깊이에서의 수식(2)를 통해 피팅 되었으며, $\alpha = 0.75 \pm 0.05$ 및 $Y_0 = (0.37 \pm 0.08) \times 10^{-8} \mu^{-1} \text{g}^{-1} \text{cm}^2$ 를 그림 6과 같이 찾아내었다.

7. 요약

뮤온의 파쇄반응을 통하여, β -n 붕괴하는 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 가 RENO ND 및 FD에서 생성되었다. 이들의 생성량이 뮤온과의 시공간 상관관계를 사용하지 않고, 스펙트럼 피팅을 통하여 직접적으로 얻어내졌다. 두 동위원소의 상대적 비율은 β 붕괴의 전산모사 예상 스펙트럼을 비교함을 통해 측정되었고, 이를 통하여 ${}^9\text{Li}$ 및 ${}^8\text{He}$ 각각의 산출량을 직접 얻어낼 수 있었다. ${}^{12}\text{B}$ 및 ${}^{12}\text{N}$ 와 같은 다른 뮤온파쇄 방사성 동위 원소도 측정되었으며, β -n 샘플에 대한 이들의 기여도가 추정되었다.

2개의 깊이가 다른 지하검출기에서 얻어낸 ${}^9\text{Li}$ 의 뮤온파쇄수율은 평균 뮤온 에너지와 명확한 상관관계를 보여준다. ${}^9\text{Li}$ 의 뮤온파쇄수율과 평균 뮤온 에너지사이의 상관관계는 사용 가능한 다른 측정값과 결합되어 멱함수 관계로 피팅되었다. 얻어낸 멱함수 관계는 ${}^{12}\text{C}$ 기반 지하 검출기에서 β -n 붕괴 배경사건 갯수를 예측하는 것에 유용한 정보를 제공한다.

참고문헌

- [1] G. Bak et al. (RENO), Measurement of Reactor Antineutrino Oscillation Amplitude and Frequency at RENO, *Phys. Rev. Lett.* 121, 201801 (2018).
- [2] D. Adey et al. (Daya Bay), Measurement of the Electron Antineutrino Oscillation with 1958 Days of Operation at Daya Bay, *Phys. Rev. Lett.* 121, 241805 (2018).
- [3] H. de Kerret et al. (Double Chooz), Double Chooz θ_{13} measurement via total neutron capture detection, *Nat. Phys.* 16, 558 (2020).
- [4] T. Hagner, R. von Hentig, B. Heisinger, L. Oberauer, S. Schönert, F. von Feilitzsch, and E. Nolte, Muon induced production of radioactive isotopes in scintillation detectors, *Astropart. Phys.* 14, 33 (2000).
- [5] V. A. Kudryavtsev, Muon simulation codes MUSIC and MUSUN for underground physics, *Comput. Phys. Commun.* 180, 339 (2009).
- [6] A. Ferrari, P. R. Sala, A. Fasso, and J. Ranft, FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005) doi:10.2172/877507 (2005).
- [7] J. Allison et al., Geant4 developments and applications, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 53, 270 (2006).
- [8] G. Bellini et al. (Borexino), Cosmogenic backgrounds in Borexino at 3800 m water-equivalent depth, *J. Cosmo. Astropart. Phys.* 08 (2013) 049.
- [9] F. P. An et al. (Daya Bay), Measurement of electron antineutrino oscillation based on 1230 days of operation of the Daya Bay experiment, *Phys. Rev. D* 95, 072006 (2017).
- [10] H. de Kerret et al. (Double Chooz), Yields and production rates of cosmogenic ${}^9\text{Li}$ and ${}^8\text{He}$ measured with the Double

- Chooz near and far detectors, *J. High Energy Phys.* 11 (2018) 053.
- [11] S. Abe et al. (KamLAND), Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in KamLAND, *Phys. Rev. C* 81, 025807 (2010).
- [12] J. K. Ahn et al. (RENO), Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment, *Phys. Rev. Lett.* 108, 191802 (2012).
- [13] K. J. Ma et al. (RENO), Time and amplitude of afterpulse measured with a large size photomultiplier tube, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* 629, 93 (2011).
- [14] A. Tang, G. Horton-Smith, V. A. Kudryavtsev, and A. Tonazzo, Muon simulations for Super-Kamiokande, KamLAND and CHOOZ, *Phys. Rev. D* 74, 053007 (2006).
- [15] T. Tadono, H. Nagai, H. Ishida, F. Oda, S. Naito, K. Minakawa, and H. Iwamoto, Generation of the 30 M-MESH global digital surface model by alos prism, *Int. Arch. Photogramm. Remote Sens. Spatial Inf. Sci.* 41, 157 (2016).
- [16] F. Ajzenberg-Selove, Energy levels of light nuclei $A = 11-12$, *Nucl. Phys. A* 506, 1 (1990).
- [17] D. R. Tilley, J. H. Kelley, J. L. Godwin, D. J. Millener, J. E. Purcell, C. G. Sheu, and H. R. Weller, Energy levels of light nuclei $A=8,9,10$, *Nucl. Phys. A* 745, 155 (2004).
- [18] S. H. Seo et al. (RENO), Spectral measurement of the electron antineutrino oscillation amplitude and frequency using 500 live days of RENO data, *Phys. Rev. D* 98, 012002 (2018).
- [19] P. Huber, On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors, *Phys. Rev. C* 84, 024617 (2011); 029901(E) (2012).
- [20] T. A. Mueller et al., Improved predictions of reactor antineutrino spectra, *Phys. Rev. C* 83, 054615 (2011).