'2000 춘계학술발표회 논문집
한국원자력학회

거대이극공명영역이상에서 2 GeV 전자에 의해 생성되는 광중성자 스펙트럼 측정의 개선

Improvement of Photoneutron Spectrum Measurement produced by bombardment of 2 GeV electrons above Giant Dipole Resonance Region

이희석, 박주식
포항가속기연구소
경북 포항시 남구 포항공대, 790-784
최희동
서울대학교
서울시 관악구 신림동 산 56-1, 151-742
Tatsuhiko Sato, Kasuo Shin
Kyoto University
Sakyo, Kyoto, 606-8501, Japan
Syuichi Ban
High Energy Accelerator Research Organization (KEK)
Oho, Tsukuba, Ibaraki, 305-0801, Japan

요 약

2.04 GeV 전자가 Pb 표적에 입사할 때 거대이극공명(GDR)영역이상에서 생성되는 고에너지 광중성자 스펙트럼을 Time-of-Flight(TOF) 방식으로 측정하였다. 전자빔의 입사방향의 90 도 각도에서 광중성자 미분생성률을 구했다. TOF 시스템은 고속 multiscaler 및 CAMAC TDC 와 빠른 응답특성을 갖는 Pilot-U 검출기로 구성하였다. 실험구조를 개선하여 비행거리를 10.4 m로 연장함으로 측정가능한 중성자 에너지를 최대 300 에서 500 MeV 로 향상시켰으며 TDC 방식의 측정계통을 도입함으로 Veto counter 의 사용이 가능하도록 하였다. 측정결과는 EGS4 와 개량형 PICA95 코드를 이용한 계산 결과와 비교하였다. 여기서는 측정시스템의 특성을 소개하고 본 측정의 정확도를 향상시키는 관점에서 측정조건, 즉 비행거리, TOF 검출계통, 중성자 검출기의 종류에 따른 측정결과에 대해서 논의하였다.

Abstract

Above the Giant Dipole Resonance (GDR) region, high energy photoneutron spectra produced by irradiation of 2.04 GeV electrons into Pb target were measured by Time-of-Flight (TOF) technique. The differential photoneutron yields were obtained at a fixed angle of 90 degrees to the electron beam direction. The TOF system consists of Pilot-U plastic scintillation detector, which has fast response time, and the high speed multiscaler or CAMAC TDC. In the improvement of experimental setup to extend the flight distance to 10.4 m lead to make the measurable energy to 500 MeV from 300 MeV. And using the TDC based electronics lead to use a veto counter. The results were compared with the calculated one by using EGS4 and Modified PICA95. The characteristics of this TOF system was introduced in this paper and the results for several measuring conditions, which are flight distance, TOF electronics, and type of neutron detector, were discussed to improve the accuracy of this measurement.

서 론

고에너지 전자가속기를 위한 방사선방어설계를 위해서는 전자빔이 표적과 충돌할 때 발생되는 중성자의 생성량을 결정하는 것은 필수적이다. 전자빔이 여러 가지 요인으로 인해 가속중이나 전송중에 손실되거나 전자빔 전체가 빔 덤프에서 흡수될 때 이러한 경우가 발생한다. 광중성자의 생성은 전자에 의한 전자-감마 사태현상중 bremsstrahlung 광자가 광핵반응을 유발함에 따라 이루어진다. 현재까지 전자-감마 사태현상과 저에너지 광핵반응인(E_γ < 30 MeV) GDR 반응은 잘 알려져 있으며 충분한 계산결과와 실험 결과가 보고되고 있다.[1,2,3] 그러나 GDR 반응 영역이상의 에너지를 갖는 광자에 의한 광중성자 생성률은 정확하게 알려져 있지 않다. 이 에너지 영역에서는 Quasi-deuteron disintegration(QDD) 반응과 Pion 생성반응이 광중성자 생성의 주요 반응으로 high energy resonance structure 및 intranuclear production channel 을 포함한 계산과정등에 대한 연구가 일부 알려져 있다.[4,5] 이러한 계산과정을 정립하기 위해서는 이를 검증하기위해 필요한 GeV 에너지 영역의 전자빔을 이용한 실험 결과가 요구되지만, 현재까지 60 년대 Bathow 등이[6] 6.3 GeV 전자빔을 이용하여 측정한 선량값과 70 년대 300 MeV 이하의 전자빔으로 Eyss 등이[7] 측정한 광중성자 스펙트럼 및 생성단면적이 방사선 방어의 관점에서 이용할 수 있는 거의 유일한 실험 자료이다.

본 연구에서는 2.04 GeV 입사 전자에 의해 생성되는 광중성자 스펙트럼을 측정하기 위해 전자 선형가속기의 빔덤프지역에 실험구조를 설치하고 각각 multiscaler 와 CAMAC TDC 를 사용하는 두 가지 계통의 TOF 시스템을 구성하였다. 펄스형 전자빔을 이용해 TOF 계통을 구성했으며 빠른 응답속도를 가지는 Pilot-U 검출기(2"ϕ x 2")를 중성자검출기로 사용하였다. 비행거리가 5.6 m인 측정구조에서 실시한 1 차 실험[8]에 이어 비행거리를 10.4 m로 연장한 새 실험구조에서 2 차 실험을 실시하였다. 본 논문에서는 개선된 실험구조과 TOF 시스템을 소개하며 측정된 광중성자 생성률을 제시한다. Gamma-flash 를 억제하기 위해 중성자 경로상에 설치한 Pb 감쇠기의 효과에 대해서도 기술한다. 서로 다른 비행거리에서의 측정결과를 비교하였으며, Pilot-U, BC418, NE213 의 세가지 중성자 검출기로 각각 측정한 스펙트럼 및 Multiscaler 와 TDC 기반의 서로 다른 측정 계통에서의 측정결과도 비교, 검토하여 측정 결과의 정확도를 확인하였다. EGS4 와 개량형 PICA95 코드를 사용하여 표적에서의 광중성자 생성률을 계산하였고 측정결과와 비교하였다.

실험 장치 구성 및 측정

1. 실험 구조

그림 1 과 같이 포항방사광가속기(PLS)의 전자 선형가속기의 에너지 분석용 빔라인에 광중성자 생성 실험구조를 설치하였다. 입사 전자빔은 에너지가 2.04 GeV 로 고정되었고, 1 nsec 의 빔펄스 길이를 가지며, 펄스 반복률은 10 Hz 로 펄스형 중성자 생성과 TOF 방식의 측정에 적합하다. 측정기간동안 입사 전자빔 전류는 펄스당 10^9 개 이었으며 표적 위치에서 빔의 크기는 폭이 2 cm, 높이가 1 cm 미만이었다. 이것은 그림 1 에서 보여지는 것처럼 표적 앞에 설치된 이동형 빔형상측정기(BPRM)로 확인하였다. 그림 2 에서와 같이 전자빔 입사방향에 대해서 90 도 방향으로 생성되는 광중성자를 측정하였다. 중성자 검출기는 1 차 실험에서는 표적으로부터 5.6 m 거리에 2 차 실험에서는 10.4 m 위치에 설치하였다. 표적은 200 μm 두께의 stainless steel 진공창으로부터 약 20 cm 후방에 설치되었다. 표적은 폭과 높이가 각각 5cm 로 다양한 두께를 갖는 C, Al, Cu, Sn, Pb 를 선정하였다. 1 radiation length(r.l.) 두께의 표적에서 생성되는 광중성자 생성률은 이전의 논문에서[8] 발표되었으며 여기서는 C (10 cm =0.375 r.l.), 얇은 Pb(0.3 cm=~0.5 r.l.), 두꺼운 Pb(5.5cm=~10r.l.) 표적을 사용하였다.

전자빔 전류는 그림 1 에서와 같이 표적으로부터 8 m 전방에 설치되어 있는 Wall-current monitor 방식의 빔전류계(BCM)을 사용하여 각각의 조사때마다 측정하여 기록하였다. BCM 의 정확성은 Au 박막의 방사화 분석법으로 검증하였으며 오차는 약 10% 정도로 평가되었다. 자세한 내용은 이전의 논문에[8] 소개되어 있다.

2. TOF 측정 계통

본 실험에 TOF 방식의 측정은 상대적으로 짧은 비행거리에서 시도되었기 때문에 반응 시간이 매우 짧은

기기로 구성하여 최대 측정 에너지를 높이도록 하였다. 표적 전단에 위치하는 BCM 에서 시작신호를 취하고 중성자 검출기의 출력을 정지신호로 처리하였다. 1차 실험에서는[8] 그림 3(a)와 같이 채널당 최소 시간간격이 0.5 nsec 인 2 GHz multiscaler를 사용하여 TOF 시간스펙트럼을 측정하였다. 본 실험에서는 이 시스템과 함께 역시 0.5 nsec 의 시간분해능을 갖는 CAMAC TDC를 이용한 측정 계통을 새롭게 구성하여 Veto counter의 사용이 가능하고 2차원 스펙트럼의 측정이 가능하도록 하였다. 이 계통은 그림 3(b)에 표시하였다 검출기로 사용된 Pilot-U 는 반응 시간이 매우 빨라 초고속 TOF 실험에 적합한 것으로 알려져 있고, 신틸레이션 검출기의 특성을 표시하는 붕괴시간이 1.36 nsec 로 불감 시간을 최소화할 수 있다.

본 시스템은 입자 검출시 광자와 중성자를 구별하는 별도의 시스템을 갖추지 않고 단순히 비행시간차만을 이용하기 때문에 측정 가능한 최대 중성자 에너지는 비행거리나 검출기의 특성뿐만 아니라, 거대한 gamma-flash 에 의해 발생되는 불감 시간에 크게 제한을 받게 되거나 신호 중첩에 의한 계수의 오류가 발생할 수 있다. 따라서 gamma-flash 의 펄스길이를 고려할 때 측정 가능한 중성자 에너지는 5.6 m 비행거리에서 300 MeV, 10.4 m 비행거리에서는 500 MeV 이었다. 최저 측정에너지는 시준기 및 중성자 검출기를 둘러싼 차폐용 Pb 등에서의 산란 입자등이 재검출되는 것을 막기위해 충분히 높은 에너지로 설정하였다. AmBe 표준선원에서 방출되는 4.43 MeV 감마선을 이용하여 4.2 MeVee (MeV electron equivalent), 즉 중성자 에너지 약 9 MeV 정도로 하였다. Pilot-U 검출기의 검출효율은 몬테카를로 코드로 모사한 결과를 사용하였다. 중성자에너지 80 MeV 까지는 특성이 유사한 NE110 을 가정하여 SCINFUL 코드로 계산하였으며[9], 80 MeV 에서 280 MeV 까지는 NE213 으로 가정하여 Cecil 의 코드로부터 구했다[10]. 280 MeV 이상의 에너지에 대해서는 외삽법으로 결정하였다. 동시에 정확한 효율을 결정하기 위해 (p, Li) 반응을 이용하여 최근에 개발된 준단일에너지 중성자 선원[11,12,13,14]에서 효율 측정 실험을 진행하였고 계산 결과와 실험결과와 오차는 최대 15% 이었다.

3. 광중성자 측정

전자빔을 표적에 입사할 때 발생되는 다량의 광자, gamma-flash 는 측정 계통의 불감시간을 증가시키고 이차펄스를 동반하는 등의 문제를 유발한다. 따라서 이를 상대적으로 감쇠시키기 위한 Pb 감쇠기를 그림 2에서와 같이 콘크리트 차폐 위쪽, 중성자 수송구의 검출기쪽에 설치하였다. 감쇠기의 영향을 규명하고 통계오차가 작은 최적화된 감쇠기의 두께를 결정하기 위해 서로 다른 두께의 Pb 감쇠기를 동일 표적 실험에서 교체 사용하면서 각각으 스펙트럼을 측정하였고 이를 비교하였다. 이렇게 사용된 감쇠기에 의한 중성자의 감쇠는 ENDF/HE-IV[15] 중성자 산란단면적으로부터 계산한 제거 단면적을 이용하여 평가하였으며 제거 단면적의 오차는 감쇠율의 측정 결과와 비교할 때 약 20%이내인 것으로 평가되었다.

검출기로 입사되는 하전입자의 존재를 확인하기위해 NE102 plastic scintillator을 Veto counter로 Pilot-U 의 전방 20 cm 지점에 설치하였다. 검출효율등에서의 불확실성을 제거하기 위해서 Pilot-U 와 등가한 물질로 제작된 BC418 검출기와 Liquid scintillator인 NE213 을 이용하여 동일한 중성자 스펙트럼을 측정, 비교하였다. 백그라운드 스펙트럼은 30 cm 두께의 Pb 와 1 m 두께의 콘크리트 블록을 shadow bar로서 감쇠기 위치에 대신 설치한 뒤, 측정하였다.

몬테카를로 코드를 이용한 광중성자 생성률 계산

현재까지 개발되어 있는 몬테카를로 코드중에서 전자-광자 사태 모사에 대한 정확성이 입증되어 있는 EGS4[1]와 intranuclear cascade – evaporation 모사 코드인 개량형 PICA95 [5]를 이용하여 광중성자 생성률을 계산하였다. 표적내부에서 생성된 중성자가 표적밖으로 방출되는 과정 중에 표적 물질에 의해서 유발되는 감쇠를 보정하기 위해 표적을 입사방향에 평행하게 5 구간으로 나누어 각각의 구간에서 중성자 생성량을 계산한 뒤, 생성된 중성자가 진행하게 되는 바깥쪽의 구간만큼의 두께에 대해서만 감쇠거리로 가정하여 비탄성 산란 단면적으로 감쇠정도를 결정하였다. 표적의 각 구간에서는 입사전자에 의해서 생성되는 광자와 전자, 양전자의 track length 를 EGS4 로 계산하였다. 생성된 입자들의 진행방향은 생성된 지점에서 입사 전자빔 방향과 평행하다고 가정하고, 광자의 경우는 개량형 PICA95 를 이용하여 각각의 광자에너지에 대해서 80^0 - 100^0 범위의

각도로 생성되는 광중성자 생성단면적을 계산하였다. 전자와 양전자의 경우는 낮은 에너지의 경우에 제안된 Brown[16]의 식을 적용한 Sato[17]의 계산방식으로 광중성자 생성단면적으로부터 전자등의 집적반응에 의한 중성자 생성 단면적을 계산하였다. 각 입자의 track length 와 생성단면적으로부터 각 구간에서의 중성자 생성률과 표적 밖에서의 중성자 생성률을 에너지 별로 계산하였다.

실험 결과

1. TOF 시간 스펙트럼과 광중성자 미분 생성률

TOF 시스템을 이용하여 측정된 시간스펙트럼을 Shadow bar 를 설치했을 때 측정된 백그라운드 스펙트럼과 함께 그림 4 에 표시하였다. 여기서 중성자의 에너지는 다음 식에 의해 감마 피이크 채널과 중성자 채널 간의 상대적인 시간 간격으로 결정한다.

$$E_n = m_n c^2 \left[\frac{1}{\left(1-\beta_n^2\right)^{1/2}} - 1 \right] \qquad (1)$$
$$\beta_n = v_n / c = L/tc$$
$$t = C_n \tau - C_g \tau + L/c$$

여기서 L, t 는 각각 중성자의 비행거리와 비행시간이고, E_n, m_n, v_n 은 각 채널에 해당하는 중성자의 에너지, 질량, 속도이다. C_γ, C_n, τ, c 는 각각 TOF 스펙트럼상의 감마 피이크 채널과 중성자 채널, 채널폭(0.5 nsec), 그리고 광속도이다.

앞에서 Pb 감쇠기를 투과하는 중성자는 선속이 감소할 뿐 아니라 에너지도 감쇠 된다. 그러나 여기서는 중성자 스펙트럼의 감쇠형태가 각 중성자 에너지 구간별로 단순한 지수함수의 형태를 가진다는 Patterson 등의[18] 가정에 따라 선속의 감쇠만을 고려하여 에너지 구간별로 Pb 의 제거 단면적, s_{rem} 을 계산한 뒤, 표적에서의 광중성자 생성률을 계산하였다. 입사전자당 광중성자의 미분 생성률은 다음의 식(2)를 이용하여 측정된 TOF 시간스펙트럼으로부터 구한다. 또한 검출기 효율, e_{det} 은 4.2 MeVee 에 해당하는 계산 결과를 사용하였다.

$$\frac{d^2Y(E)}{dEd\Omega} = \frac{1}{I_e} \times \frac{N_n(E_i)}{\Delta E(E_i)} \times \frac{1}{\varepsilon_{\det}(E)\cdot\Omega_{\det}} \times \frac{1}{e^{-Ns_{rem}(E)t}} \qquad (2)$$

여기서 W_{det} 는 5.6 m 비행거리에서는 6.463 x 10^{-5} sr, 10.4 m 비행거리의 경우는 1.862 x 10^{-5} sr 이다. N, t 는 각각 납감쇠기의 수밀도와 두께이고 I_e 는 입사전자수, $N_n(E_i)$는 채널, E_i 의 중성자수, 그리고 $DE(E_i)$는 에너지간격의 크기이다.

측정된 중성자 스펙트럼은 Eyss 등의[7] 결과와도 일치하며 단순한 연속 스펙트럼의 형태를 갖는다 이것은 표적원소의 종류나 표적의 크기등에 무관하며 입사 전자빔의 에너지에만 관계한다. 그림 5 에는 두께가 2.5 cm 인 Pb 표적에서 측정된 미분 생성단면적을 Eyss 등의 결과와 함께 표시하였다.

그림 6 에는 0.3 cm 두께의 Pb 표적에 전자가 입사할 때 Pb 감쇠기의 두께 따른 스펙트럼의 변화를 표시하였다. 각비율은 감쇠기의 두께가 10 cm 의 경우의 광중성자 스펙트럼에 맞춘 것이다. 여기서 사용된 Pb 감쇠기의 영향은 주로 gamma-flash 와 인접한 높은 에너지 영역에서 보다 명확하게 나타남을 알 수 있었다. 즉, Pb 감쇠기의 두께를 선택함에 따라 오차의 크기가 변하게 된다. 감쇠기의 최적 두께는 그림의 비교 결과로부터 약 10 cm 정도 임을 알 수 있다.

2. 실험조건에 따른 중성자 생성률 변화

본 측정에서는 1 차 실험[8]에 이어 두가지 면에서 개선을 하였다. 즉 비행거리가 5.6 m에서 10.4 m로 연장되었고, 측정 계통은 2 GHz multiscaler 를 주축으로 하는 TOF 계통외에 CAMAC TDC 를 주축으로 하는 TOF 계통을 동시에 사용 가능하게 한 것이다. 비행거리의 연장은 gamma falsh 의 영향을 감소시켜 불감시간을 줄일 수 있었다. 에너지분해능은 300 ~ 400 MeV 중성자 에너지 범위에서 채널당 에너지가 약 20 MeV 에서 11 MeV 로 향상되었다.

그림 7 에는 C(10 cm) , Pb(0.3 cm) 표적에 대해서 비행거리가 5.6 m 인 실험구조와 10.4 m 인 실험구조에서 측정된 결과를 서로 비교, 표시하였다. 그림에서 보여 주듯이 짧은 비행거리에서는 300 MeV 이상에서 통계오차가 크게 증가하여 신뢰성이 떨어지는 것을 알 수 있으며 대체로 서로 다른 비행거리에서의 측정 결과는 서로 일치하였으며 긴 비행거리의 경우 높은 에너지 영역에서도 작은 통계오차를 갖는 측정결과를 얻을 수 있었다. 또한 그림 7 에서는 Pb 표적에 대해서 EGS4 와 개량형 PICA95 로 계산된 중성자 생성률을 측정값과 비교하였다. 계산 결과는 전 에너지 구간에서 과소평가하는 것으로 확인되었으며 그 원인으로서 표적내에서의 Pion 의 재흡수, Pre-equilibrium evaporation 의 미반영, 300 MeV 정도에서 QDD 단면적의 불확실성등이 검토되고 있으며 곧 개선된 결과를 제시할 것이다.

그림 8 은 동일한 표적조건에서 검출기 신호를 분리하여 multiscaler 와 TDC 를 각각 기반으로 하는 두 TOF 측정계통으로 측정한 중성자 생성률이다. 그림에서와 같이 전자의 2 차원 스펙트럼의 결과나 후자의 3 차원 스펙트럼의 결과가 서로 큰 차이가 없으나 높은 에너지 영역에서만 약 15 %정도의 차이가 있었다. 측정의 신뢰도를 높이기 위해, 특히 검출효율의 확인을 위해 Pilot-U, BC418, NE213 의 서로 다른 3 개의 중성자 검출기를 이용하여 측정된 광중성자 생성률을 그림 9 와 같이 비교하였다. 이것은 2.04 GeV 전자를 10 r.l. 두께의 두꺼운 Pb 에 조사한 경우로서, 각각 시간을 달리하여 측정된 결과라는 것과 각종 오차 요인을 고려하면 각 검출기에 의해 측정된 광중성자 생성률은 서로 일치하는 것으로 알 수 있다.

결론과 논의

단순하지만 빠른 반응속도를 가지는 TOF 시스템을 구축하여 2.04 GeV 전자 빔이 얇은 C, Pb 표적에서 입사할 때 GDR 영역이상에서 생성되는 광중성자 스펙트럼을 성공적으로 측정하였다. 실험구조와 측정 계통을 개선하였으며 개선된 구조에서 측정된 광중성자 생성률이 통계오차는 감소시키면서도 1 차 실험결과[8]와 일치하여 측정시스템의 신뢰도를 확인할 수 있었다. 각각의 다른 실험조건, 즉 서로 다른 비행거리, 서로 다른 측정 계통, 서로 다른 검출기를 적용한 측정 결과를 볼 때 본 실험의 측정방법이 매우 정확함을 알 수 있었다.

Pb 감쇠기의 감쇠효과를 보정하기 사용한 제거 단면적이 충분히 효과를 반영하고 있음을 알 수 있었고, 최적화된 감쇠기의 두께를 결정하는 것이 통계오차를 줄이면서 정확한 광중성자 스펙트럼을 얻는데 크게 기여함을 확인하였다. EGS4 와 PICA95 를 이용한 생성률 계산 결과는 전 에너지 구간에 걸쳐, 측정값을 과소평가하고 있다. 본 논문은 연구결과의 사전보고로서 추후 측정결과의 분석과 생성률 계산 방법을 개선하여 다시 발표될 것이다.

참고 문헌

1. W.R. Nelson, H. Hirayama and D.W.O. Rogers, " The EGS4 code system", SLAC-265, SLAC, (1984).
2. W.P. Swanson, "Improved Calculation of Photoneutron Yields Released by Incident Electrons," Health Physics, **37**, 347 (1979).
3. X. Mao, et al., "Giant Dipole Resonance Neutron Yields Produced by Electrons as a Function of Target Material and Thickness," Health Physics, **70(2)**, 207(1996).

4. P. Degtyarenko, “Applications of the photonuclear fragmentation model to radiation protection problems ”, Proceedings of SATIF-2, OECD/NEA, 67(1996).
5. C.Y. Fu, “ PICA95; An Intra-Nuclear Cascade Code for 25 MeV to 3.5 GeV Photon Induced Nuclear Reactions”, presented at SATIF-3, Sendai, (1997).
6. G. Bathow, et al., Nucl. Phys. B2, 669(1967).
7. H.J. Eyss and G. Luhrz, Z.Physik 262, 393(1973).
8. H.S. Lee et al., “ Photoneutron Spectra from Thin Targets Bombarded with 2.0 GeV Electron’, presented at ICRS9, Tsukuba, (1999)
9. K. Dickens, “SCINFUL: A Monte Calro Based Computer Program to Determine a Scintillator Full Energy Response to Neutron Detector for E_n between 0.1 and 80 MeV”. ORNL-6436, (1988).
10. A. Cecil et al., Nucl. Instr. Methods 161, 439(1978).
11. K. Sumita et al., “Osaka University 14 MeV Intense Neutron Source and Its Utilization for Fusion Studies”, Proc. 12th Symp . Fusion Technology, Julich, 681(1982)
12. M. Takata, et al., Nucl. Instr. Meth. A372, 253(1996).
13. JAERI TIARA Annual Report Vol. 1(1992), JAERI-M 93-047.
14. N. Nakao et al., Nucl. Instr. Meth. A420, 218 (1999).
15. ENDF/HE-VI, Evaluated Nuclear Data Files W3 Retrieval System, National Nuclear Data Center (NNDC), 1998.
16. K.L. Brown and R. Wilson, Phys. Rev. 93, 443(1954).
17. T. Sato, et al.,Nucl. Instr. Methods A40, 476(1997).
18 H.W. Patterson, and R.H. Thomas, “Accelerator Health Physics”, Academic Press, 373(1973).

A

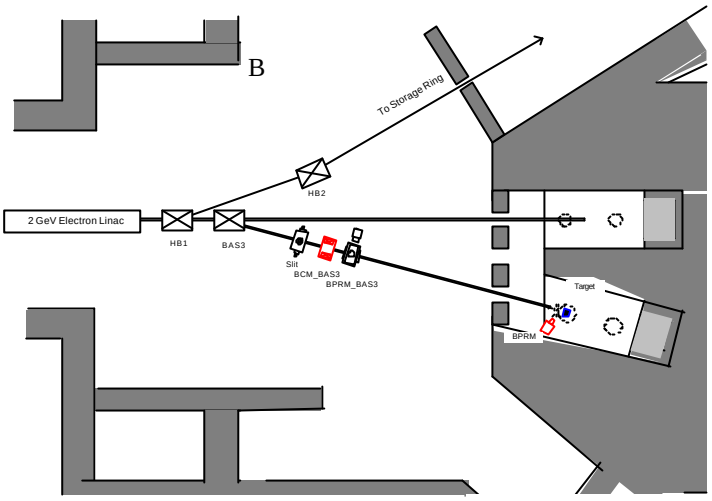


그림 1. 2GeV 전자 선형가속기를 이용한 광중성자 실험지역.

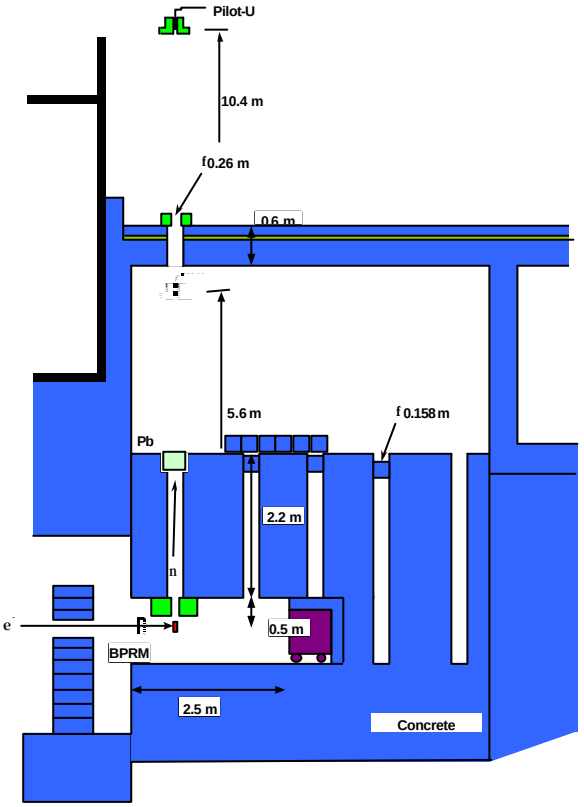
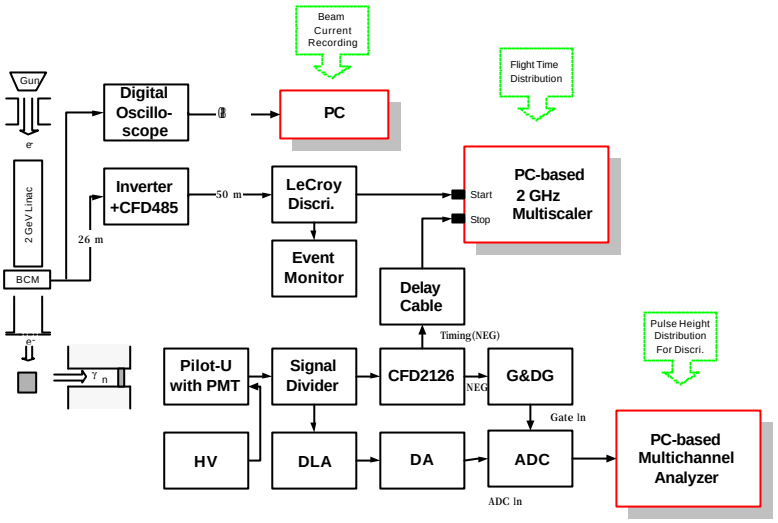
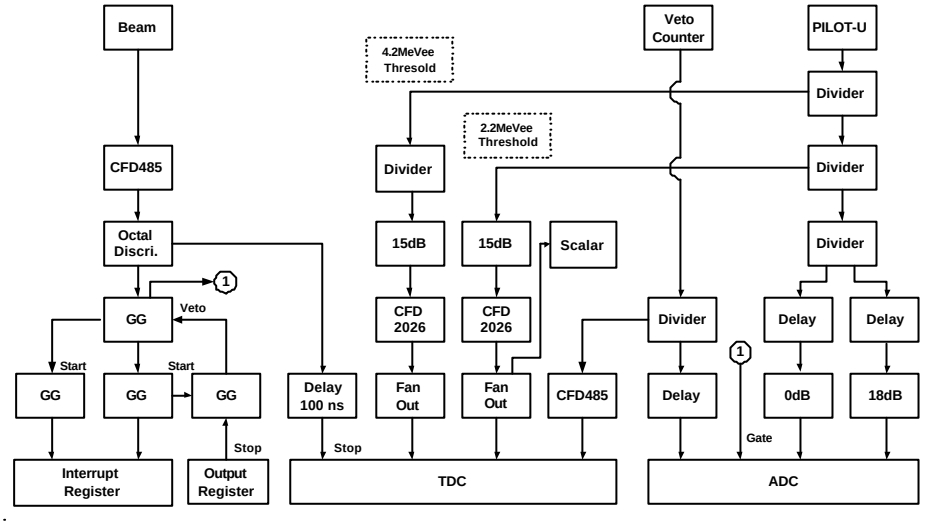


그림 2. Time-of-Flight 방식의 광중성자 측정을 위한 실험구조 (A : 1차 실험의 검출기 위치, B: 2차 실험의 검출기위치).



(a)



(b)

그림 3. **광중성자 스펙트럼 측정계통도** : (a) 2GHz Multiscaler**를 이용한 측정계통**, (b) CAMAC TDC **와** Veto Counter**를 이용한 측정 계통**.

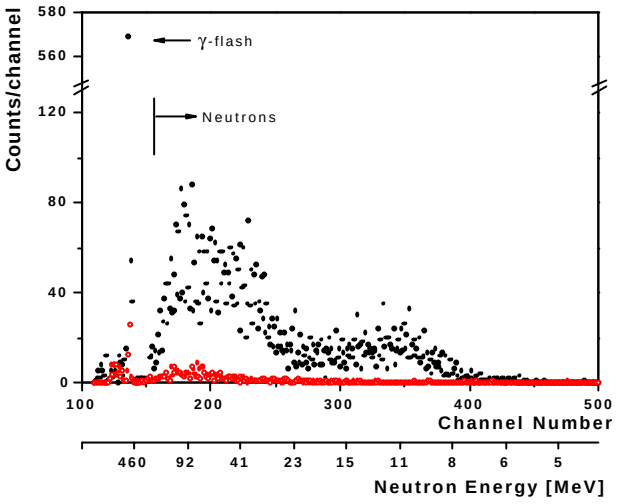


그림 4. 2.04 GeV 전자가 2cm 두께의 납 표적에 입사될 때의 TOF 스펙트럼. 빈원은 1 m concrete 와 납 30 cm 의 Shadow bar 를 설치한 때의 백그라운드 스펙트럼).

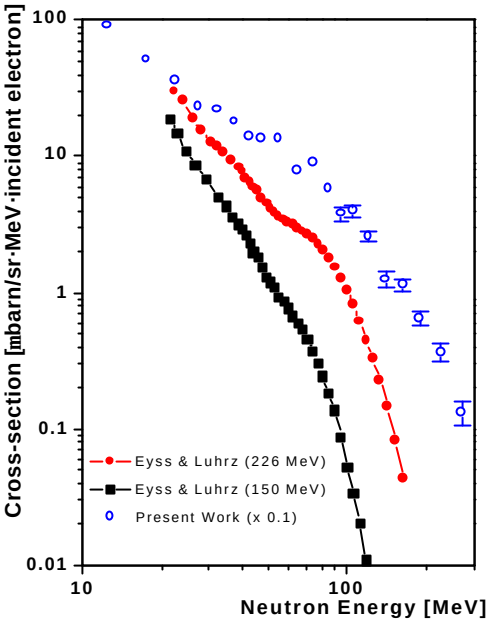


그림 5. 2.04 GeV 전자가 2.5 cm 두께의 납 표적에 입사될 때 측정된 광중성자 생성 단면적과 Eysse 등의 측정 결과와의 비교.

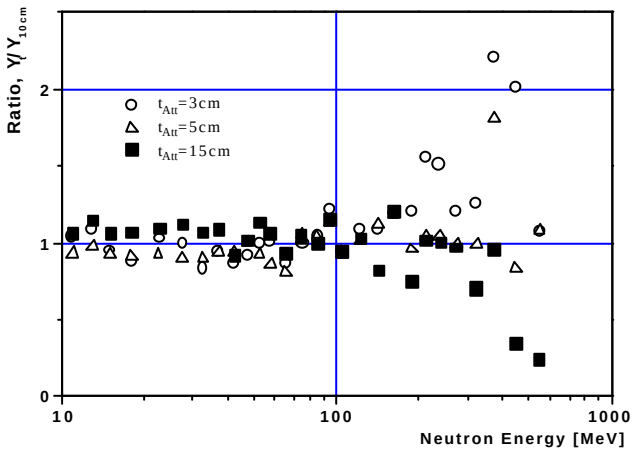


그림 6. 2.04 GeV 전자가 0.3 cm 납표적에 입사할 때 납 감쇠기의 두께에 따른 광중성자 생성률 변화. 각 생성률 비는 감쇠기 두께가 10 cm 인 경우의 스펙트럼에 맞추어 있음.

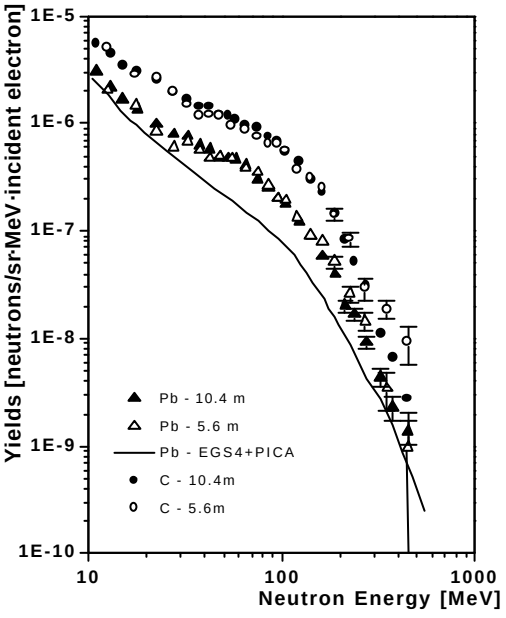


그림 7. 0.3 cm 두께의 납 표적과 10 cm 두께의 탄소 표적에서 생성된 중성자 생성률과 (비행거리 : 5.6 m, 10.4 m) EGS4 와 개량형 PICA 코드로 계산한 중성자 생성률.

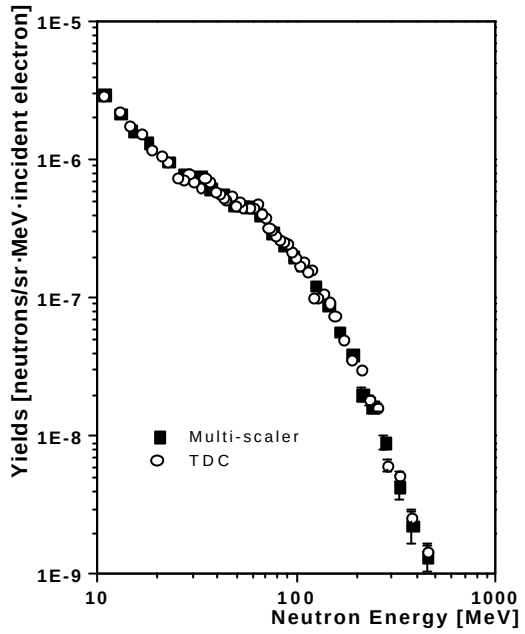


그림 8. 2 GHz multiscaler 와 CAMAC TDC 를 각각 적용한 TOF 측정 계통에 의해 측정된 광중성자 생성률 비교. 표적은 0.3 cm 두께의 납임.

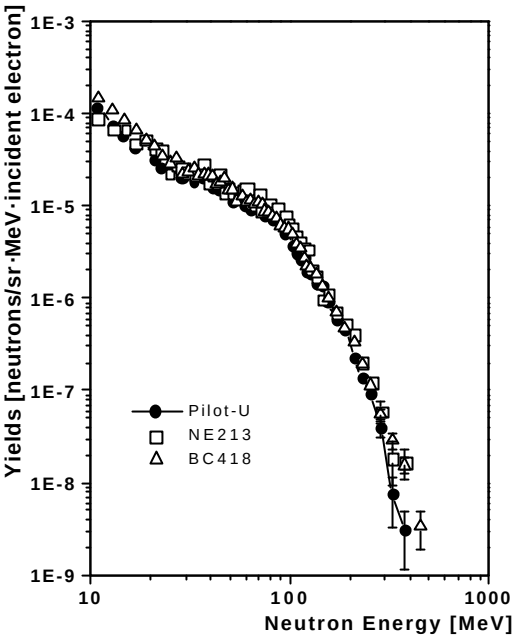


그림 9. 서로 다른 검출기를 이용하여 2.04 GeV 전자가 입사될 때 5.5 cm 두께의 납표적에서 생성된 광중성자 생성률 비교.