

굴절성 중핵 탄성산란의 위상이동 분석

차 문 회*

강원대학교 물리학과, 춘천 200-701

김 용 주

제주대학교 물리학과, 제주 690-756

(1999년 12월 15일 받음)

수정된 페르미밀도 멱음변수에 대해 가우스밀도 멱음변수를 표면-매치시킴으로써 쿨롱-수정된 글라우버 모형을 이용하여 $E_{lab}=350$ MeV와 480 MeV에서 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 계의 탄성산란 각분포를 분석하였다. 표면-매치된 가우스밀도를 이용한 계산 결과는 그렇지 않은 결과에 비하여 관측값과 잘 일치하였다. 이 계의 탄성 각분포에서 발견되는 굴절성 진동은 산란진폭의 근축과 원축 성분들 사이의 간섭에 의해 설명될 수 있었다. 반고전적 위상이동 분석을 통하여 $E_{lab}=350$ MeV와 480 MeV에서 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 계의 윗림각은 핵무지개 구조를 나타냄을 알았다.

I. 머리말

지난 십여년간 글라우버 모형 [1-11]의 광학적 극한의 열개 안에서 중핵들 사이의 탄성산란에 대한 연구가 활발하게 이루어져왔다. 중핵 탄성산란에 대한 단순한 글라우버 모형에서 [1,2], 탄성채널의 선속 감쇠는 고전적인 직선 궤도를 따르는 핵자-핵자 충돌에 의해서 일어나는 것으로 가정하였다. 이러한 표준적인 글라우버 모형은 중핵 산란의 경우에 궤도의 쿨롱 일그러짐을 포함하도록 수정되었다 [3-6]. 더욱이 이 모형은 낮은 에너지의 중핵 반응 자름넓이의 기술로 확장되었다 [7]. 또한 핵퍼텐셜의 실수부분에 기인하는 중핵 궤도의 윗림효과를 고려한 수정된 글라우버 모형이 제안되기도 하였다 [8,9].

이전의 연구 [12]에서, 가우스밀도 두께함수를 수정된 페르미밀도 두께함수에 표면-매치시킴으로써 반응 자름넓이의 글라우버 모형 수식체계를 발표한 바 있다. 우리는 또한 쿨롱-수정된 글라우버 모형에 근거하여 ^{40}Ca 와 ^{90}Zr 핵에 대한 $E_{lab}=1503$ MeV의 ^{16}O 핵 탄성산란 [13]의 반고전적인 위상이동 분석을 수행하였다 [14]. 이 연구에서 우리는 핵표면에서 수정된(또는 세-멱음변수) 페르미밀도 두께함수에 대해 가우스밀도 두께함수를 표면-매치시킴으로써 이전의 반응 자름넓이의 글라우버 수식체계를 탄성산란 각분포에 대해 적용하기로 한다. 그러나 이 연구에서는 쿨롱-수정된 글라우버 모형에 근거하여 중핵 탄성산란 데이터를 분석하기 위해 오직 하나의 자유로운 멱음변수를 사용하기로 한다. 그것은 전방의 핵자-핵자 산란진폭의 허수부분에 대한 실수부분의 비율 α_{NN} 이다. 이 연구에 사용되는 다른 멱음변수는 실험값으로부터 계산되는 가우스밀도의 두 멱음변수와 핵자-핵

자 온자름넓이이다. 이 논문은 다음과 같이 구성된다. II절에서 쿨롱-수정된 글라우버 모형의 수식체계가 기술될 것이다. III절에서는 핵밀도 분포에 대한 기술이 이루어질 것이다. 이 절은 수정된 페르미밀도 두께함수에 대한 가우스밀도 두께함수의 표면-매치 문제를 주로 다룰 것이다. IV절은 이 모형을 $E_{lab}=350$ 과 480 MeV의 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 탄성산란에 적용하여 위상이동 분석이 이루어질 것이다.

II. 쿨롱-수정된 글라우버 모형

핵-핵 반응 자름넓이 σ_R 는 입사체가 과녁핵과 상호 작용하지 않고 충격멱음변수로 투과할 확률인 투명함수(transparency function)로부터 다음과 같은 적분식에 의해 표현된다 [15].

$$\sigma_R = 2\pi \int_0^\infty [1 - T(b)] b db. \quad (1)$$

유한한 상호작용에 대해 쿨롱힘이 작용하지 않을 때 투명함수 $T(b)$ 는 글라우버 모형에서

$$T(b) = \exp \left[-\sigma_{NN} \int_{-\infty}^\infty d^2b_1 \int_{-\infty}^\infty d^2b_2 \times f(|b_1 - b_2|) \rho_{1z}(b_1) \rho_{2z}(|b_2 - b|) \right] \\ = \exp[-\sigma_{NN} \Omega(b)] \quad (2)$$

으로 주어진다 [5]. 이 식에서 σ_{NN} 는 평균 핵자-핵자(N-N) 온자름넓이 [1], b 는 충격멱음변수 그리고 $f(|b_1 - b_2|)$ 는 $\int f(b) d^2b = 1$ 로 규격화되는 범위함수이다 [5]. 두께함수(thickness function) $\rho_{iz}(b)$ 는

$$\rho_{iz}(b) = \int_{-\infty}^\infty \rho_i[(b^2 + z^2)^{1/2}] dz, \quad (i = 1, 2), \quad (3)$$

*E-mail: mhcha@cc.kangwon.ac.kr, Fax: +82-361-257-9689

으로 주어진다. 이 식에서 $\rho_i(r)$ 핵밀도이다. 핵밀도를 다음과 같은 가우스 밀도분포 형태

$$\rho_i(r) = \rho_i(0) \exp\left(-\frac{r^2}{a_i^2}\right), \quad (i = 1, 2). \quad (4)$$

로 가정하면 겹치기 적분에 대한 간단한 해석적 표현을 얻을 수 있다.

$$\Omega(b) = \pi^2 \rho_1(0) \rho_2(0) \frac{a_1^3 a_2^3}{a_1^2 + a_2^2} \exp\left(-\frac{b^2}{a_1^2 + a_2^2}\right), \quad (5)$$

표준적인 글라우버 모형에서 가우스밀도 맺음변수 a_i 와 $\rho_i(0)$ 는

$$a_i = \frac{\langle r^2 \rangle^{1/2}}{\sqrt{1.5}}, \quad \rho_i(0) = \frac{A_i}{a_i \sqrt{\pi}}. \quad (6)$$

으로 주어진다 [1]. 식 (4)와 (5)에서 가우스밀도 맺음변수 $\rho_i(0)$ 와 a_i 는 실험적으로 결정되는 핵표면 구조를 재현할 수 있도록 조정된다. 쿨롱-수정된 글라우버 모형에서 케드각운동량 L 의 함수로 나타낸 충격맺음변수 $b = (L + 1/2)/k$ 는 최접근거리 b_c 로 대체된다:

$$b_c = \frac{1}{k} \left\{ \eta + \left[\eta^2 + \left(L + \frac{1}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (7)$$

여기서 η 는 줌어펠트 맺음변수이다. 그러면 식(5)의 겹치기 적분 $\Omega(b)$ 는 L 의 함수로 표현된 Ω_L 로 대체된다. 쿨롱힘과 단거리 중심력을 받는 스핀-0인 입자에 대한 탄성 산란진폭은 다음과 같이 표현된다.

$$f(\theta) = f_R(\theta) + \frac{1}{ik} \sum_{L=0}^{\infty} \left(L + \frac{1}{2} \right) \exp(2i\sigma_L) (S_L - 1) P_L(\cos \theta), \quad (8)$$

여기서 $f_R(\theta)$ 는 리더포드 산란진폭, σ_L 는 쿨롱 위상이동이다. 그리고 S_L 는 복소 위상이동 δ_L 에 의해 다음 식으로 주어지는 핵 산란행렬이다.

$$S_L = \exp(2i\delta_L) \quad (9)$$

이제 투명함수로부터 유도되는 산란행렬 S_L 의 표현을 생각하자. 양자적 표현과 반고전적 표현사이의 대응관계 $T(b) = |S_L|^2$ 의 성립을 가정하면 [1], 식 (2)와 (9)로부터

$$\ln T(b) = -4 \operatorname{Im}(\delta_L) \quad (10)$$

을 얻는다. 이 식에서

$$\operatorname{Im}(\delta_L) = \frac{1}{4} \sigma_{NN} \Omega_L. \quad (11)$$

핵자-핵자 산란에 대한 광학정리를 이용하여 σ_{NN} 을 다음 식으로 대신할 수 있다.

$$\sigma_{NN} = \frac{4\pi}{k_{NN}} \operatorname{Im}[f_{NN}(0)] \quad (12)$$

그러면 위상이동의 허수부분은

$$\operatorname{Im}(\delta_L) = \frac{\pi}{k_{NN}} \Omega_L \operatorname{Im}[f_{NN}(0)] \quad (13)$$

가 된다. 위상이동의 실수부분에 대해서도 식 (13)은 성립하므로, 핵-핵 산란행렬 S_L 는 핵자-핵자 산란진폭의 함수로 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$S_L = \exp\left[\frac{2\pi i}{k_{NN}} \Omega_L f_{NN}(0)\right]. \quad (14)$$

이 식에서

$$f_{NN}(0) = \frac{k_{NN}}{4\pi} \sigma_{NN} (\alpha_{NN} + i) \quad (15)$$

이다.

III. 핵밀도 분포

Karol [15]은 실험적으로 결정된 핵표면 구조를 재현하도록 실질적인 밀도를 조정하여 가우스분포 맺음변수를 구하였다. Charagi와 Gupta [5]는 Karol의 방법 대신에 두께 함수가 가우스꼴에 표면-매치되도록 계산하였다. 그들은 가우스 분포의 두께함수 $\rho_{iz}(b)$ 가 $b = c_i$ 와 $b = c_i + 4d_i$ 에서 두 맺음변수 페르미 분포의 두께함수 $\rho_{iz}^{2PF}(b)$ 와 일치하도록 가우스밀도 분포의 두 맺음변수 $\rho_i(0)$ 와 a_i 를 조정하였다. 여기서 c_i 와 d_i 는 각각 페르미밀도 분포에 대한 반중심밀도 반지름(half central density radius)과 퍼짐 맺음변수(diffuseness parameter)이다. 이 연구에서는 두 맺음변수 페르미 두께함수대신 다음과 같이 주어지는 수정된 페르미 두께함수

$$\rho_{iz}^F(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\rho_i^F(0) [1 + w_i(b^2 + z^2)/c_i^2]}{1 + \exp\{[(b^2 + z^2)^{1/2} - c_i]/d_i\}} dz \quad (16)$$

를 사용하기로 한다. 여기서

$$\rho_i^F(0) = A_i \left[4\pi \int_0^{\infty} \frac{1 + w_i r^2/c_i^2}{1 + \exp\{[(r - c_i)/d_i]\}} r^2 dr \right]^{-1} \quad (17)$$

는 Charagi와 Gupta [5]가 제안한대로 각각의 핵에 대해 $b = c_i$ 와 $b = c_i' = c_i + 4d_i$ 에서 수정된 페르미분포와 가우스분포가 일치하도록 계산된다. 식 (16)과 (17)에서 w_i , c_i , 및 d_i 는 관측 데이터로부터 결정된다. 이 값들은 다음과 같이 주어지는 가우스분포의 두께함수와 표면-매치된다.

$$\rho_{iz}(b) = a_i \sqrt{\pi} \rho_i(0) \exp\left(-\frac{b^2}{a_i^2}\right) \quad (18)$$

이 식에서

표 1. 수정된 페르미밀도 두께함수에 표면-매치시켜 얻은 가우스밀도 맺음변수 a 와 $\rho(0)$. 계급평균계급근 반지름 $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ 은 Ref. 5로부터, 페르미밀도 맺음변수 c , d 와 w 는 Ref. 16으로부터 얻었다.

Nucleus	c (fm)	d (fm)	w (fm)	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	a (fm)	$\rho(0)$ (fm ⁻³)
¹⁶ O	2.608	0.513	-0.051	2.710	2.09517	0.372827

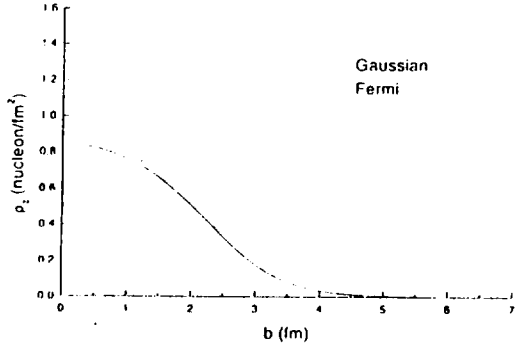


그림 1. 충격 맺음변수 b 의 함수로 그린 ¹⁶O 핵밀도의 두께 함수. 실선은 수정된 페르미밀도 두께함수를 나타내고, 점선은 수정된 페르미밀도 두께함수에 표면-매치시킨 가우스밀도 두께함수를 나타낸다.

$$a_i = \left\{ \frac{c_i^2 - c_i'^2}{\ln[\rho_{iz}^F(c_i)/\rho_{iz}^F(c_i')] } \right\}^{1/2}, \quad (19)$$

$$\rho_i(0) = \frac{1}{a_i \sqrt{\pi}} \rho_{iz}^F(c_i) \exp\left(-\frac{c_i^2}{a_i^2}\right). \quad (20)$$

표 1은 두께함수 표면-매치에 의한 ¹⁶O핵에 대한 가우스 밀도의 맺음변수 a 와 $\rho(0)$ 의 수치값을 나타낸다. 그림 1에 ¹⁶O핵에 대한 가우스밀도와 수정된 페르미밀도 두께함수를 나타내었다. 이 그림에서 실선은 수정된 페르미 두께함수를 나타내고 점선은 가우스 두께함수를 나타낸다. 이 그림을 통하여 핵표면 영역에서 수정된 페르미 함수와 가우스 함수가 완전히 일치하고 있음을 알 수 있다. 중핵의 탄성 산란에서 대부분의 미분 자름넓이에 대한 기여는 충돌하는 핵들의 표면 영역에서 일어나므로 핵의 중심 영역에서 두께함수의 불일치는 근사적으로 무시될 수 있다.

IV. 결과와 고찰

수정된 페르미밀도 두께함수에 대한 표면-매치에 의해 결정된 가우스밀도 맺음변수를 이용하여 $E_{lab}=350$ 과 480 MeV에서 ¹⁶O+¹⁶O계에 대한 탄성 미분 자름넓이를 계산하였다. 이 계산에 사용된 가우스밀도와 페르미밀도 분포에 대한 맺음변수 값이 표 1에 나타나 있다. 그림 2와 3은 이 연구에서 계산된 탄성 미분 자름넓이를 실험값과 함께 보여주고 있다. 실험데이터는 Khoa *et al.* [17]로부터 얻었다. 그

림에서 실선은 표면-매치에 의한 가우스밀도 맺음변수를 이용한 결과이고, 점선은 식 (6)에 의한 가우스 맺음변수를 이용한 결과를 나타낸다. 두 계산결과는 모두 실험적으로 관측된 미분 자름넓이의 특징적인 굴절성 모양을 잘 재현하고 있다. 그리고 두 계산결과 모두 $E_{lab}=350$ 와 480 MeV의 에너지에 대해 모든 각에 걸쳐서 실험결과와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 그러나 표 2에 나타난 바와 같이 표면-매치에 의한 가우스밀도 맺음변수를 이용한 계산결과의 χ^2 값은 그렇지 않은 경우보다 관측결과와 비교할 때 $E_{lab}=350$ MeV의 경우 10% 480 MeV의 경우 12% 개선된 것으로 나타났다.

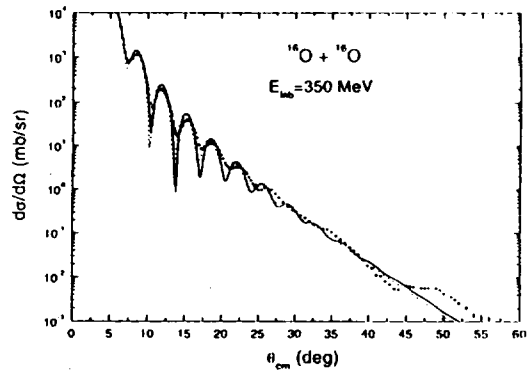


그림 2. $E_{lab}=350$ MeV에서 ¹⁶O+¹⁶O계의 탄성산란 각분포. 실험데이터는 Ref. 17로부터 얻었다. 실선은 수정된 페르미밀도 두께함수에 표면-매치시킨 가우스밀도 맺음변수를 이용한 결과이고, 점선은 그렇지 않은 결과이다.

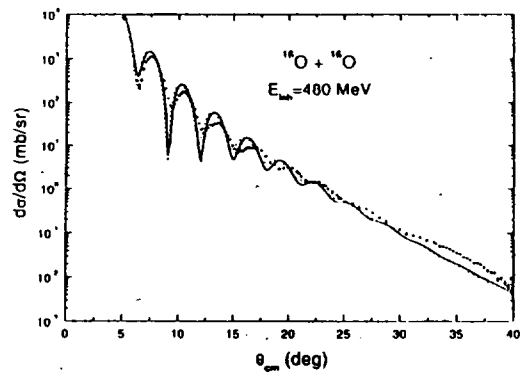


그림 3. $E_{lab}=480$ MeV에서 ¹⁶O+¹⁶O계의 탄성산란 각분포.

표 2. 수정된 페르미밀도 두께함수에 표면-매치시킨 경우(Cal. 2)와 그렇지 않은 경우(Cal. 1)의 가우스밀도 멱음변수를 이용한 위상이동 분석의 결과.

E_{lab} (MeV)	Cal. 1		Cal. 2	
	350	480	350	480
σ_{NN} (mb) ^a	283.4	197.5	283.4	197.5
α_{NN}	0.9876	1.039	0.8403	0.8703
L_g	61.84	70.14	60.83	69.16
θ_g (deg)	3.992	3.006	4.058	3.048
θ_{cr} (deg)	3.115	2.275	3.233	2.361
θ_{nr} (deg)	-206.5	-128.7	-299.6	-184.3
χ^{2b}	0.315	0.368	0.284	0.321

^a σ_{NN} 은 Charagi와 Gupta [5]의 식 (22)와 (23)를 이용하여 계산되었다.

^b 10 % error bars. $\chi^2 = (1/N) \sum_i (\sigma_{exp}^i - \sigma_{cal}^i)^2 / (\Delta\sigma_{exp}^i)^2$

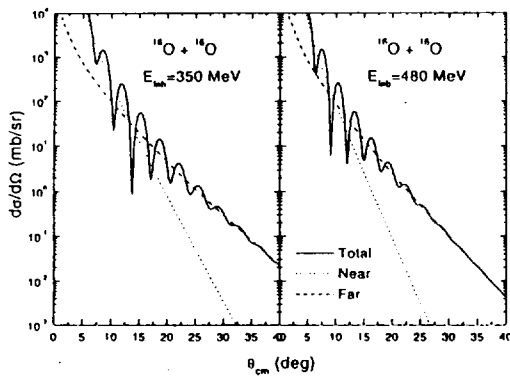


그림 4. $E_{lab}=350$ 과 480 MeV의 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 산란에 대한 각분포의 근측과 원측 분해.

Fuller 수식체계 [18]에 의해, 산란진폭에서 비급 르장드르 함수 $P_{LM}(\cos\theta)$ 대신에 제2종의 르장드르 함수

$$Q_{LM}^{\pm}(\cos\theta) = \frac{1}{2} \left[P_{LM}(\cos\theta) \mp \frac{2i}{\pi} Q_{LM}(\cos\theta) \right] \quad (21)$$

를 이용하여 산란진폭의 근측 및 원측 분해를 수행하였다. 탄성 자름넓이에 대한 근측 및 원측 성분의 기여를 그림 4에 미분 자름넓이와 함께 나타내었다. 그림 4에 나타낸 바와 같이 미분 자름넓이는 근측과 원측 성분의 단순한 합이 아니

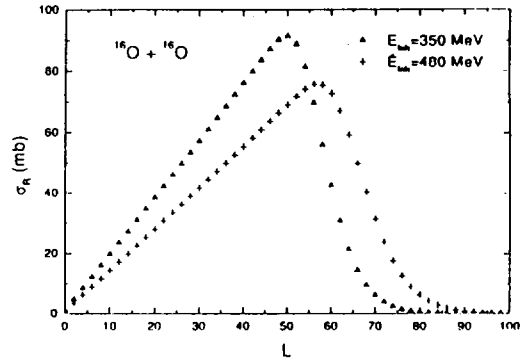


그림 5. 궤도 각운동량 L 의 함수로 그린 $E_{lab}=350$ 과 480 MeV의 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 계에 대한 부분파 반응 자름넓이.

고 두 성분사이의 간섭에 의한 결과이다. 또한 $E_{lab}=350$ 과 480 MeV의 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 계에 대한 탄성 각분포에 나타나는 굴절성 진동은 산란진폭의 근측과 원측 성분사이의 강한 간섭에 의한 것임을 알 수 있다. 근측과 원측 성분의 기여는 교차점에서 똑같고, 이 점은 $E_{lab}=350$ MeV일 때 $\theta_{cm}=13.3^\circ$ 이고 $E_{lab}=480$ MeV일 때 $\theta_{cm}=9.8^\circ$ 로 나타났다. 그러나 교차점을 지난 영역에서는 자름넓이에 대한 기여는 주로 원측 성분에 의함을 알 수 있다.

표면-매치에 의한 가우스밀도 멱음변수를 이용하여 계산한 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 탄성산란의 부분 반응 자름넓이를 그림 5에 나타내었다. 이 그림에서 부분 반응 자름넓이가 $E_{lab}=350$ 와 480 MeV에 대해 각각 $L=50$ 과 $L=56$ 까지 1차적으로 증가함을 알 수 있다. 이보다 큰 L 값에 대해서는 부분 반응 자름넓이가 2차적으로 급격하게 감소하는 것으로 나타나고 있다. 이 상황에 대한 더 자세한 고찰은 표 3에 나타낸 강한 흡수반지름(R_s)과 반응 자름넓이(σ_R)를 조사함으로써 이뤄진다. 투과함수($T_L = 1 - |S_L|^2$)가 1/2이 되는 강한 흡수반지름은 반응 자름넓이 $\sigma_R = \pi R_s^2$ 의 훌륭한 어렵값이다. 표 3에서 페르미밀도 두께함수에 표면-매치시킨 가우스밀도를 이용한 강한 흡수반지름과 반응 자름넓이는 그렇지 않은 경우보다 약간 작아짐을 볼 수 있다. 또한 표 2에서 임계 각운동량(L_g)도 같은 경향을 나타냄을 알 수 있다. 임계 각운동량 L_g 는 강한 흡수반지름 R_s 과 다음과 같은 반고전적 관계를 갖는다 [19].

$$L_g = kR_s \left(1 - \frac{2\eta}{kR_s} \right)^{1/2} \quad (22)$$

표 3. 강한 흡수 반지름 (R_s)을 이용한 반응 자름넓이 ($\sigma_R = \pi R_s^2$)와 이 연구의 위상이동 분석에서 얻은 반응 자름넓이 (σ_R)의 비교.

E_{lab} (MeV)	Cal. 1			Cal. 2		
	R_s (fm)	σ_{R_s} (mb)	σ_R (mb)	R_s (fm)	σ_{R_s} (mb)	σ_R (mb)
350	7.823	1923	1731	7.701	1863	1669
480	7.512	1773	1658	7.411	1725	1606

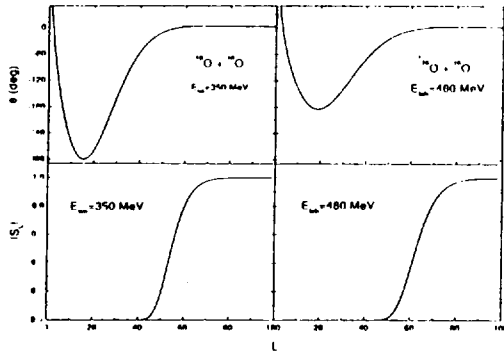


그림 6. 궤도 각운동량 L 의 함수로 그린 쏠림각과 S -행렬의 절대값. 점선은 쿨롱힘에 의한 쏠림각을 나타낸다.

이 식에서 η 는 쏘머펠트 뱃음변수이다. 표 2에서 $\theta_g = 2 \tan^{-1}(\eta/L_g)$ 는 임계각이다. 그리고 θ_{nr} 은 쏠림함수 $\theta_L = 2d(\sigma_L + \delta_L)/dL$ 가 음의 최소가 되는 각이고, θ_{cr} 는 그 다음에 오는 양의 최대각으로, 각각 핵 및 쿨롱 무지개각이라 부른다. 표면-매치에 의한 가우스밀도 뱃음변수를 이용하여 계산한 쏠림함수를 그림 6에 대응되는 S -행렬의 절대값과 함께 나타내었다. “핵무지개”란 용어는 입사핵이 과녁핵으로부터 음각(negative angle)으로 산란됨을 의미한다. 이 현상은 강한 핵상호작용이 입사핵을 산란 중심으로 향하게 함으로서 음각 산란이 일어나게 된다. 표 2와 그림 6에 나타낸 바와 같이 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 계에서 핵 무지개각은 $E_{lab}=350$ MeV 일 때 $\theta_{nr}=-299.6^\circ$ 이고, 480 MeV일 때 -184.3° 이다. 이 계의 산란에서 분명하게 핵 무지개가 존재함을 알 수 있다. 더욱이 그림 6으로부터 핵무지개 현상은 $|S_L| \rightarrow 0$ 인 영역에서 일어나고, $|S_L|$ 값이 증가하는 영역에서 쏠림각은 급격하게 증가하여 순수한 쿨롱 쏠림각에 접근함을 볼 수 있다.

결론적으로, 이 연구에서 우리는 $E_{lab}=350$ MeV와 480 MeV에서 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 계의 탄성산란 각분포를 수정된 페르미밀도 두께함수에 가우스밀도 두께함수를 표면-매치 시킴으로서 쿨롱-수정된 글라우버 모델을 이용하여 분석하였다. 이 계의 미분 자름넓이 계산에서, 표면-매치된 가우스밀도 함수를 이용한 계산결과는 그렇지 않은 결과보다 χ^2 값에서 $E_{lab}=350$ MeV의 경우 10%, 480 MeV의 경우 12% 개선된 것으로 나타났다. $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 계의 탄성 각분포에서 발견되는 굴절성 진동은 산란진폭의 근측과 원측 성분들 사이의 간섭에 의해 설명될 수 있었다. 또한 반고전적 분석을 통하여 $E_{lab}=350$ MeV와 480 MeV에서 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 계의 쏠림각은 핵무지개 구조를 나타냄을 알았다. 핵 무지개각의 크기는 $E_{lab}=350$ 과 480 MeV에 대하여 각각 $\theta_{nr}=-299.6^\circ$ 와 -184.3° 이었다. 즉, 이 계에서 핵 무지개각은 입사 에너지가 증가할수록 감소하였고, 이것은 핵무지개 현상이 입사 에너지에 의존함을 알 수 있었다. $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 계의 부분 반응 자름넓이는 $E_{lab}=350$ 과 480 MeV에 대해 각각 $L=50$ 과 56가

지는 1차적으로 증가하였지만 이보다 큰 L -값에서는 2차적으로 급격하게 감소하였다.

감사의 글

이 연구에 사용된 실험데이터를 제공해주신 W. von Oertzen 박사에게 감사드린다. 이 논문은 1998년 한국학술진흥재단의 학술연구비에 의하여 지원되었다.

참 고 문 헌

- [1] J. Chauvin, D. Lebrun, A. Lounis and M. Buenerd, Phys. Rev. C28, 1970 (1983).
- [2] J. Chauvin, D. Lebrun, F. Durand and M. Buenerd, J. Phys. G: Nucl. Phys. 11, 261 (1985).
- [3] A. Vitturi and F. Zardi, Phys. Rev. C36, 1404 (1987).
- [4] S. M. Lenzi, A. Vitturi and F. Zardi, Phys. Rev. C38, 2086 (1988).
- [5] S. K. Charagi and S. K. Gupta, Phys. Rev. C41, 1610 (1990).
- [6] S. M. Lenzi, A. Vitturi and F. Zardi, Phys. Rev. C40, 2114 (1989).
- [7] S. K. Charagi, Phys. Rev. C48, 452 (1993).
- [8] M. H. Cha, Phys. Rev. C46, 1026 (1992).
- [9] M. H. Cha and Y. J. Kim, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 18, L183 (1992).
- [10] M. H. Cha, S. K. Nam, B. K. Lee, Y. J. Kim, Y. J. Lee and M. W. Kim, J. Korean Phys. Soc. 25, 303 (1992).
- [11] S. K. Gupta and P. Shukla, Phys. Rev. C52, 3212 (1995).
- [12] M. H. Cha, B. K. Lee, Y. J. Kim and M. W. Kim, J. Korean Phys. Soc. 27, 469 (1994).
- [13] P. Roussel-Chomaz, N. Alamanos, F. Auger, J. Barrette, B. Berthier, B. Fernandez and L. Papineau, Nucl. Phys. A477, 345 (1988).
- [14] M. H. Cha and Y. J. Kim, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 17, L95 (1991).
- [15] P. J. Karol, Phys. Rev. C11, 1203 (1975).
- [16] C. W. de Jager, H. de Vries and C. de Vries, Atomic Data and Nuclear Data Tables 14, 479 (1974).
- [17] D. T. Khoa, W. von Oertzen, H. G. Bohlen, G. Bartnitzky, H. Clement, Y. Sugiyama, B. Gebauer, A. N. Ostrowski, Th. Wilpert and C. Langner,

Phys. Rev. Lett. 74, 34 (1995).
[18] R. C. Fuller, Phys. Rev. C12, 1561 (1975).

[19] M. C. Mermaz, Z. Phys. A - Atoms and Nuclei 321,
613 (1985).

Phase-Shift Analysis of Refractive Heavy-Ion Elastic Scattering

Moon Hoe CHA

Department of Physics, Kangwon National University, Chunchon 200-701

Yong Joo KIM

Department of Physics, Cheju National University, Cheju 690-756

(Received 15 December 1999)

The elastic scattering angular distributions of the $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ system at $E_{\text{lab}}=350$ and 480 MeV have been analyzed within the framework of the Coulomb-modified Glauber model by matching the Gaussian density parameters to the modified Fermi ones. We have found that the results calculated with the surface-matched Gaussian densities give better fits to the observed data than the results calculated without surfaced-matched densities. The refractive oscillations observed in the elastic angular distribution in this system could be explained as being due to the interference between the near- and the far-side amplitudes. It is also shown in a semi-classical phase-shift analysis that the deflection angle shows a nuclear rainbow structure in the $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ system at $E_{\text{lab}}=350$ and 480 MeV.