

# 22MeV 质子在 $^{28}\text{Si}$ 上弹性及非弹性 散射微观分析

安 竹

(四川大学原子核科学技术研究所 成都 610064)

1994-08-23 收稿

## 摘 要

通过 22MeV 质子与  $^{28}\text{Si}$  的散射实验,测量了质子弹性散射和在  $2^{\dagger}(1.78\text{MeV})$  及  $4^{\dagger}(4.62\text{MeV})$  激发态上的非弹性散射微分截面。采用动量空间 DWBA 理论,利用由电子散射实验得到的核结构信息,和低能区的密度依赖、能量依赖的复数有效相互作用对数据进行了分析。在没有任何可调参数和归一因子的情况下,理论计算与实验数据的符合情况是令人满意的。

**关键词** 质子非弹性散射,有效相互作用,动量空间 DWBA 理论。

## 1 引 言

核子-核弹性散射和非弹性散射能给出丰富的核结构和核子-核子有效相互作用信息。在一个反应机制清楚的散射过程中,如果已知靶核的核结构,那么就可以研究核子-核子有效相互作用的性质。反之,亦然。

核子-核散射分析中使用的有效相互作用都是 G 矩阵元,它是由自由核子-核子相互作用通过求解 Bethe-Goldstone 方程得到的。严格地讲,核子-核散射分析中的有效相互作用应该是具有能量依赖、密度依赖的复数。而早期应用于散射分析的有效相互作用,例如最具有代表性的 M3Y 有效相互作用<sup>[1]</sup>,却不能满足这些要求。后来, M3Y 得到改进,成为具有密度依赖性质的 DDM3Y<sup>[2]</sup>。从 70 年代末,特别是从 80 年代开始,核子-核子有效相互作用在理论和实验上得到广泛研究。应用最为广泛的理论计算所得到的有效相互作用是 PH 和 NL<sup>[3,4]</sup>,它们分别是利用 Paris 势和 Bonn 势得到的。在实验上, Kelly 对有效相互作用做了细致的研究。他采用线性展开分析 (LEA) 方法,通过对  $N=Z$  核 ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ) 同位旋标量态质子弹性和非弹性散射的分析,得到了有效相互作用同位旋标量成份,并且引起理论家的关注<sup>[5]</sup>。以上提到的工作都是在中能区 (100—500MeV) 进行的。从目前情况来看,在中能区实验和理论工作都开展了很多,并且取得了令人满意的结果。但是在低能区 (20—65MeV) 的工作相对地少得多,并且理论计算出的散射观察量与实验数据的符合情况也不能令人满意。CEG 是本文分析中将要使用的有效相互作用,它是近年来唯一能覆盖低能区到中能区 (5—200MeV) 的能量依赖、密

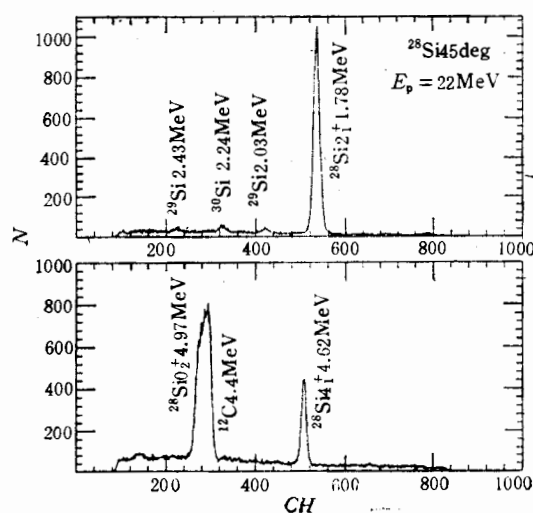
度依赖的复数有效相互作用<sup>[6]</sup>。CEG 比较多地应用于微观光学势的计算<sup>[6,7,10]</sup>,就作者所知它还未曾应用于非弹性散射的分析。因此本文是第一次将它用于非弹性散射的分析。本文的目的是要利用核结构已知的<sup>28</sup>Si 核来考查 CEG 能在多大程度上描述非弹性散射实验结果。

本文的分析方法采用 Petrovich 等人发展的动量空间 DWBA 理论(动量空间单散射折叠模型)<sup>[6]</sup>。它通过对交换项的定域动量近似,把观察量都表示成 ' $\rho$ ' 形式。其中  $\rho$  是核子-核子有效相互作用,  $\rho$  表示核结构的跃迁密度。定域动量近似不仅简化了计算,更重要的是它能清晰地把各种核结构探针结合在一起。因此,利用动量空间 DWBA 理论,可以把从电子散射实验中提取出的核结构跃迁密度用于核子-核散射分析中。这样就避免了核结构的不确定性,从而可以对有效相互作用的性质做比较明确的分析。从表面上看,定域动量近似在能量比较高时是适合的,这也是它广泛用于中能区而在低能区很少应用的原因。最近, Petrovich 分析了这种近似,认为在低能区也是适用的,并且把它用于 25—50MeV <sup>6,7</sup>Li (p, p) (p, p') 的分析,取得了满意的结果<sup>[9]</sup>。本文的分析也将采用这种近似。在文献[9]中,使用的有效相互作用是 JLM 和 M3Y 的混合体,即有效相互作用的自旋独立成份取自 JLM,而自旋依赖成份取自 M3Y。从某种意义上讲,这种做法不太令人满意。

<sup>28</sup>Si 核是  $N = Z$  的自共轭 sd 壳核。对它的低激发态有 Brown 等人的较好的壳模型研究<sup>[10]</sup>。同时,也存在丰富的电子散射实验结果,即有从实验上获得的基态密度及低激发态跃迁密度。因此,<sup>28</sup>Si 的核结构是很清楚的,适于本文的研究目的。

## 2 实 验

实验是在中国原子能科学研究院(CIAE)串列静电加速器实验室进行的。22MeV 质子束由串列静电加速器提供。硅靶是自支撑天然硅靶,厚度为 0.206mg/cm<sup>2</sup>,直径为  $\phi$  9mm,靶厚不均匀性为 5%。散射质子由高分辨的北京 Q3D 磁谱仪进行动量分析。在磁谱仪 1.1m 长的焦面中心位置上放置轻粒子焦面位置灵敏探测器。它由两部分构成,一是探测位置的单丝正比管,二是由正比管和塑料闪烁体构成的  $\Delta E-E$  粒子鉴别部分。数据获取系统是由美国 TUNL 移植到 CIAE 的 XSYS 系统,它是一套 CAMAC-MBD-VAX11/780 在线数据获取系统。实验中使用的束流强度为 50—200nA。在弹性散射和前角部分的测量中使用小的束流强度,在非弹性散射和大角部分的测量中使用高的束流强度。实验中磁谱仪立体角设置为 4mSr。靶的转角一般取为散射角的一半。实验测量的激发能达到 7.42MeV。在整个激发能区,总能量分辨率为 20keV。图 1 为实验所得能谱的一个例子,它是通过对磁谱仪两次置场得到的。能谱中激发态的确认是通过磁谱仪置场和动量刻度来进行的。从图 1 中,可以看到  $2_1^+(1.78\text{MeV})$  和  $4_1^+(4.62\text{MeV})$  两个 <sup>28</sup>Si 的强峰,以及属于 <sup>29</sup>Si 和 <sup>30</sup>Si 的三个弱峰和 <sup>28</sup>Si  $0_2^+$  (4.97MeV) 与 <sup>12</sup>C 4.4MeV 态的重峰。能谱用 ALLFIT 程序分析<sup>[11]</sup>。最后,得到弹性散射及  $2_1^+(1.78\text{MeV})$ 、 $4_1^+(4.62\text{MeV})$  激发态非弹性散射微分截面。实验重复性较好,在 3%—5% 范围内一致。实验系统误差估计为 15%,图中所示只是统计误差。



图一 由 Q3D 磁谱仪获得的  $45^\circ$  角 22MeV 质子  $^{28}\text{Si}(p,p')$  能谱(两次置场)  
 可见到  $2^+_1(1.78\text{MeV})$  和  $4^+_1(4.62\text{MeV})$  两个  $^{28}\text{Si}$  的强峰, 以及属于  $^{29}\text{Si}$  和  $^{30}\text{Si}$  的三个弱峰和  
 $^{28}\text{Si} 0^+_1(4.97\text{MeV})$  与  $^{12}\text{C} 4.4\text{MeV}$  态的重峰。

### 3 分 析

R. DeLeo 等人讨论过 14—40MeV 质子在  $^{28}\text{Si}$  上的弹性及非弹性散射<sup>[12]</sup>。他们用 Hauser-Feshbach 统计模型计算的结果表明: 当入射质子能量大于 17MeV 时, 复合核贡献可忽略。另外, 他们的计算也表明两步过程只对非自然宇称态(如  $3^+$  态)以及自旋依赖观察量(如 SFP) 有明显贡献。对  $2^+_1$  和  $4^+_1$  态, 微观耦合道计算与单步 DWBA 结果相比, 也表明多步过程对它们微分截面的影响较小<sup>[12,13,23]</sup>。文献[23]的微观耦合道分析采用 JLM 有效相互作用和壳模型波函数。虽然如此, 对于  $^{28}\text{Si}$  这样的变形核, 对多步过程的影响还是应该小心。鉴于本文的主要目的是考察 CEG 有效相互作用以及利用从电子散射实验得到的核结构信息, 采用动量空间 DWBA 理论能在多大程度上描述实验结果, 所以更仔细的分析超出本文范围。

对动量空间 DWBA 理论的叙述可见文献[8]。本文使用的计算程序是 LEA<sup>[4]</sup>。为了使用 CEG 有效相互作用, 我们对原程序进行了修改, 使它能利用高斯形式的有效相互作用。

#### 3.1 弹性散射

唯象分析采用文献[15]的唯象光学势参数进行。

在微观分析中,  $^{28}\text{Si}$  基态密度取自电子散射实验结果<sup>[6]</sup>。有效相互作用是 CEG。在应用 CEG 时, 把它的虚部乘上了因子 0.70。这是因为 Yamaguchi 在应用 CEG 分析  $^{40}\text{Ca}(p,p)$  时指出 CEG 的虚部强了, 需乘因子 0.70<sup>[6]</sup>。另外, 在把对无限均匀核物质计算出的有效相互作用应用于有限核时, 要利用定域密度近似 (LDA)。进行 LDA 有许多方法, 这里只讨论三种, 即: 有效相互作用的密度依赖性可以在入射核子位置  $r_1$  (记为

LDA $r_1$ )、靶核子位置  $r_2$  (记为 LDA $r_2$ )，或者它们的中间位置  $r_c$  (记为 LDA $r_c$ ) 处估算。图 2、图 3 是计算结果。图 2 显示的是定域密度近似的三种计算结果与唯象光学势计算结果的比较。

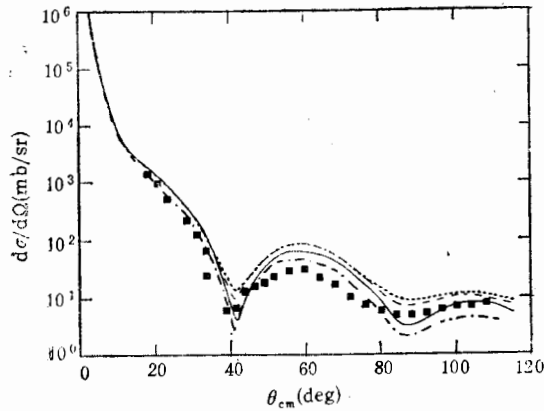


图 2 弹性散射微分截面实验数据与定域密度近似的三种计算结果以及唯象光学势计算结果的比较

■ 实验点, — LDA $r_1$  结果, - - - LDA $r_c$  结果, ..... LDA $r_2$  结果, - · - · - 唯象势计算结果。

与唯象势相比其强度还不够。文献[18]在分析 30MeV $^{208}\text{Pb}(n,n)$  时也发现 CEG 不能很好再现唯象势虚部的表面峰特征。从这些分析可推测 CEG 有效相互作用虚部的幅度或密度依赖性可能是不恰当的。

由图 2 可见: LDA $r_1$  给出最好的结果, 它与唯象光学势计算结果很接近。图 3 显示的是定域密度近似三种方式, 给出的光学势实部、虚部与唯象势实部、虚部的比较。由图 3 可见: LDA $r_1$ 、LDA $r_2$ 、LDA $r_c$  以及唯象势参数给出的光学势实部几乎没有差别, 但是光学势虚部则差别很大, 只有 LDA $r_1$  给出了与唯象势相类似的表面峰 (Surface-Peak) 特征。这个结果与文献[17]采用 JLM 和 Brieva-Rook 有效相互作用分析 20—26MeV $^{54,56}\text{Fe}(n,n)$  的结论相同。

虽然 LDA $r_1$  给出了表面峰特征, 但

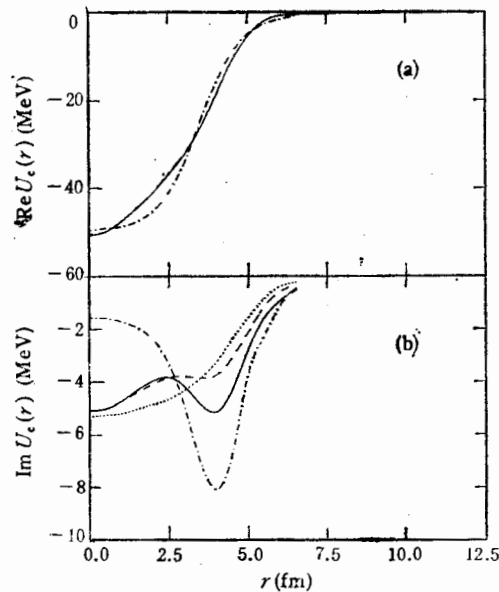


图 3 定域密度近似三种方式计算出的光学势实部、虚部与唯象势实部、虚部的比较

(a) 光学势实部, (b) 光学势虚部。— LDA $r_1$  的结果, - - - LDA $r_c$  的结果, ..... LDA $r_2$  的结果, - · - · - 唯象势计算结果。在(a)中 LDA 三种方式的结果不能分辨。

### 3.2 非弹性散射: $2_1^+(1.78\text{MeV})$ , $4_1^+(4.62\text{MeV})$

非弹性散射的分析采用自洽方式,即:入射道、出射道扭曲波的计算以及非弹性散射的诱发都采用同一有效相互作用,即 CEG。激发态的跃迁密度取自电子散射实验的结果<sup>[19]</sup>。在整个分析中,不存在任何可调参数和归一因子。分析中采用了 Cheon 提出的重排因子<sup>[20]</sup>,其作用是使非弹性散射计算中有效相互作用的密度依赖性比弹性散射计算时增强约两倍。重排因子在中能区的分析中表明它能改善理论值与实验数据的符合程度。我们的分析表明重排因子在低能区也有好的效果。因此,下面的分析中包含了重排因子。与弹性散射分析一样,非弹性散射的计算也采用于  $\text{LDA}r_1$ 、 $\text{LDA}r_2$  和  $\text{LDA}r_c$  三种方式。结果如图 4 所示。

由图 4 可见,对于  $2_1^+$  态,  $\text{LDA}r_1$  的结果明显好于  $\text{LDA}r_2$  和  $\text{LDA}r_c$ , 这与弹性散射的结果一致。对于  $4_1^+$  态,  $\text{LDA}r_1$ 、 $\text{LDA}r_2$  和  $\text{LDA}r_c$  差别较小,只是幅度有些差别,对形状影响很小。

对于  $2_1^+$  态,理论曲线的峰谷没有实验数据深。我们把 CEG 的密度依赖性外推至零密度进行计算,以及把有密度依赖性的有效相互作用(如  $\text{DDM3Y}$  和  $\text{CEG}$ )与无密度依赖性的有效相互作用(如  $\text{M3Y}$ ,  $\text{HKT}$ <sup>[21]</sup>,  $\text{ATB}$ <sup>[22]</sup>)的计算结果进行比较,可以观察到:有效相互作用的密度依赖性会使理论曲线峰谷加深。对于  $4_1^+$  态,由于其微分截面本身比较平坦,这种加深不如  $2_1^+$  态那样明显,但仍是可观察到的。因此,我们认为 CEG 应该具有更强的密度依赖性。

对于  $4_1^+$  态的前角部分,理论值与实验数据差别较大。文献[23]的微观耦合道分析也不能解决此问题。其实,这似乎是低能区的一个普遍特点,其它例子可见文献[18, 24, 25]。鉴于本文的主要目的,不在此做深入的分析。

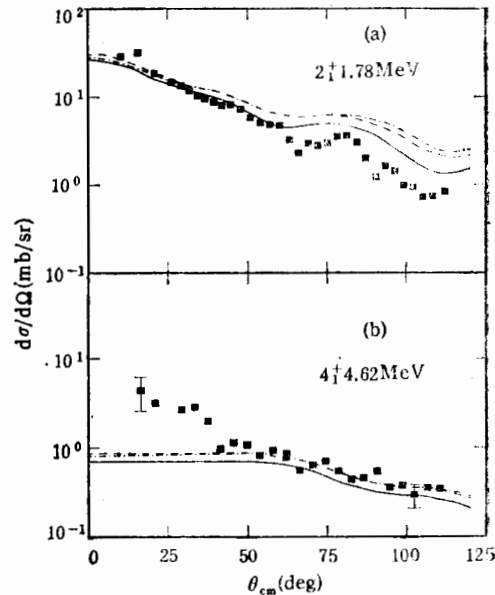


图 4  $^{28}\text{Si}2_1^+(1.78\text{MeV})$  和  $4_1^+(4.62\text{MeV})$  实验微分截面与理论值的比较  
■ 实验点, —  $\text{LDA}r_1$  的结果, - - -  $\text{LDA}r_c$  的结果, - · - ·  $\text{LDA}r_2$  的结果。

## 4 结 论

采用动量空间 DWBA 理论,利用由电子散射实验确定的核结构信息以及密度依赖、能量依赖的复数有效相互作用 (CEG), 自洽地分析了低能区 (22MeV)  $^{28}\text{Si}(p, p)$  和  $(p, p')$  微分截面。在没有任何可调参数和归一因子的情况下,我们认为理论结果与实验数据的符合情况令人满意。从本文的分析中,我们认为 CEG 应该具有更强的密度依赖性。

为避免反应机制对分析的影响,  $^{16}\text{O}$  和  $^{40}\text{Ca}$  是比  $^{28}\text{Si}$  更好的靶核,这将是下一步的工

作。总之,本文采用的分析方法可以认为是研究低能区核子-核散射的一个很好的起点。对低能区核子-核散射有待更深入的研究。

作者感谢中国原子能科学研究院串列静电加速器和 Q3D 磁谱仪工作人员的大力协助,感谢陈泉、石宗仁等老师的帮助。

### 参 考 文 献

- [1] G. Bertsch et al., *Nucl. Phys.*, **A284**(1977) 399.
- [2] A. M. Kobos et al., *Nucl. Phys.*, **A425**(1984)205.
- [3] H. V. von Geramb, The Interaction Between [Medium Energy Nucleons in Nuclei—1982, AIP Conf. Proc. No. 97, edited by H. O. Meyer (AIP, New York, 1983), p.44
- [4] K. Nakayama, W. G. Love, *Phys. Rev.*, **C38**(1988)51.
- [5] J. J. Kelley, S. J. Wallace, *Phys. Rev.*, **C49**(1994)1315 and references therein.
- [6] N. Yamaguchi, S. Nagata, T. Matsuda, *Prog. Theor. Phys.*, **70**(1983)459; *ibid*, **76**(1986)1289.
- [7] R. L. Walter, L. Hansen, F. Dietrich, TUNL Progress Report, 1 Sept. 1989—31 Aug.1990, p.109.
- [8] F. Petrovich et al., *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **36**(1986)29.
- [9] F. Petrovich et al., *Nucl. Phys.*, **A563**(1993)387.
- [10] B. A. Brown, R. Radhi, B. H. Wildenthal, *Phys. Rept.*, **101**(1983)313.
- [11] J. J. Kelley, ALLFIT program, unpublished.
- [12] R. De Leo et al., *Phys. Rev.*, **C19**(1979)646.
- [13] J. J. A. Zalmstra, M. N. Harakeh, J. F. A. van Hienen, *Nucl. Phys.*, **A526**(1991)59.
- [14] J. J. Kelly, LEA program, unpublished.
- [15] E. Fabrici et al., *Phys. Rev.*, **C21**(1980)830.
- [16] H. DeVries, C. W. DeJager, C. DeVries, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **36**(1987)495.
- [17] S. Mellema et al., *Phys. Rev.*, **C28**(1983)2267.
- [18] F. S. Dietrich, F. Petrovich, Neutron—Nucleus Collisions—A Probe of Nuclear Structure—1984, AIP. Conf. Proc. No. 124, edited by J. Rapaport, et al., p. 90.
- [19] Q. Chen et al., *Phys. Rev.*, **C41**(1990)2514.
- [20] T. Cheon, K. Takayanagi, K. Yazaki, *Nucl. Phys.*, **A437**(1985)301; *ibid*, **A445**(1985)227.
- [21] A. Hosaka, K. I. Kubo, H. Toki, *Nucl. Phys.*, **A444**(1985)76.
- [22] N. Anantaraman, H. Toki, G. Bertsch, *Nucl. Phys.*, **A398**(1983)269.
- [23] J. J. A. Zalmstra et al., *Nucl. Phys.*, **A535**(1991)23.
- [24] F. Petrovich et al., *Phys. Rev.*, **C16**(1977)839.
- [25] J. E. Finck et al., *Nucl. Phys.*, **A407**(1983)166.

## Microscopic Analysis of Proton Scattering from $^{28}\text{Si}$ at 22 MeV

An Zhu

(Institute of Nuclear Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064)

Received 23 August 1994

Abstract

The  $^{28}\text{Si}(p, p)$  and  $(p, p')$  reactions were studied with a 22 MeV proton beam. The differential cross sections for elastic scattering and inelastic scattering from  $2_1^+(1.78 \text{ MeV})$  and  $4_1^+(4.62 \text{ MeV})$  excited states were measured and compared with the results based on momentum space DWBA theory. A complex density-dependent and energy-dependent effective interaction (CEG) and transition densities obtained from electron scattering were used in the calculations. The present parameter-free calculations provide a satisfactory description of the low-energy proton scattering data on  $^{28}\text{Si}$ .

**Key words** proton inelastic scattering, effective interaction, momentum space DWBA theory.