

中能 $p-^{12}\text{C}$ 散射截面和自旋量的研究*

何 淦 明

(贵州师范大学物理系, 贵阳 550001)

李 清 润

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

摘 要

应用 Glauber 多次散射理论, 对于 $p-^{12}\text{C}$ 弹性散射微分截面和自旋观测量在整个中能区进行了系统性的计算. 与实验结果比较显示, 理论与实验间有一定的偏离.

一、引 言

中能质子核散射为研究原子核提供了一个有力的手段. 到目前为止已进行过相当数量的实验与理论上的研究. 特别是在实验方面, 近年来有了不少的进展^[1-3]. 一方面, 改变了过去只有 1GeV 能量下的实验数据的情况, 近年来已在中能区内的不同能量下进行了实验测量. 另一方面, 随着实验技术的进步, 已经提供出一定数量极化测量的数据. 这些实验结果的出现, 为检验各种核模型开辟了一个新的领域.

最近, 周金礼等基于 ^{12}C 核的 3α 结构观点, 应用 Glauber 多次散射理论研究了整个中能区的质子与 ^{12}C 原子核的散射^[4]. 结果表明, 除了在较高能量下的微分截面的第二个极大值附近外, 理论在描述实验结果, 特别是极化数据上获得了相当的成功. 因此, 自然地提出了一个问题: 传统的 ^{12}C 的核子组成模型在同样的理论框架下描述实验的能力如何?

本文研究的目的是, 就是要回答这一问题.

在 1GeV 能量下, 质子与 ^{12}C 的弹性散射微分截面, 过去曾被很多人计算过. 对于极化效应的计算则相对较少. 使用从分析两核子实验而得到的自由 $p-N$ 振幅去得到 $p-^{12}\text{C}$ 散射的极化, 这种不调节任何参数的计算, 在 1GeV 能量下曾为 Alkhozov 等人进行过^[5]. 在当时仅有这一能量下的 $p-^{12}\text{C}$ 极化测量存在. 最近, 文献[1]中发表了能量为 200、400、600、700MeV 的质子与 ^{12}C 核的弹性散射的微分截面和极化的实验结果, 这样, 再加上从前已有的 1000MeV 的实验结果, 便构成了一组涵盖整个中能区的系统性的实验数据. 本文中, 我们将从现有的自由 $p-N$ 振幅出发, 在多次散射理论下计算整个中能

本文 1990 年 10 月 25 日收到.

* 国家自然科学基金资助课题.

区的 $p\text{-}^{12}\text{C}$ 弹性散射的微分截面和极化量,并与上述实验结果进行比较。

二、理论公式与基本输入量

大量研究表明,多次散射理论能够成功地描述中能质子与原子核的散射过程。本文中,我们应用 Glauber 多次散射理论来计算中能 $p\text{-}^{12}\text{C}$ 散射。

根据 Glauber 理论^[6],一个人射质子从原子核 A 上的散射振幅为

$$F(\mathbf{q}) = \frac{ik_p}{2\pi} \int d^2b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \Gamma_{00}(\mathbf{b}), \quad (1)$$

式中 k_p 是入射质子在 p -核质心系中的动量, $\Gamma_{00}(\mathbf{b})$ 为剖面函数,可以表示为

$$\Gamma_{00}(\mathbf{b}) = \left\langle 0 \left| 1 - \prod_{i=1}^A [1 - \gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i)] \right| 0 \right\rangle, \quad (2)$$

其中, $|0\rangle$ 代表核基态, $\gamma(\mathbf{b})$ 为基本过程的剖面函数,它可以由质子与核子间的散射振幅 f 来求得:

$$\gamma(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi i k_{pN}} \int d^2q' e^{-i\mathbf{q}'\cdot\mathbf{b}} f(\mathbf{q}'). \quad (3)$$

通常,在只研究微分截面的计算中, $f(q)$ 取为只包含中心力的散射振幅形式,即只包含与自旋无关项的振幅。但如果要研究入射质子的自旋效应,则 f 必须包括与自旋有关的部分。众所周知,两个核子间的完全振幅应包括五项。但对于自旋为零的原子核,其中的三项贡献可以略去,因而只包括自旋无关项和自旋轨道耦合项两项。在此情况下,两个核子的散射振幅可以表示为

$$f(q) = f_c(q) + f_s(q)(\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \mathbf{n}, \quad (4)$$

这里, $\boldsymbol{\sigma}_1$ 和 $\boldsymbol{\sigma}_2$ 分别代表两个核子的自旋, \mathbf{n} 是与散射平面垂直的单位矢量,定义为

$$\mathbf{n} = \mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f / |\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f|.$$

如同在大多数计算中所采用的,如果原子核的基态密度取为单粒子乘积的形式,则质子与原子核散射的振幅可以表示为

$$F(q) = F_c(q) + F_s(q)\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}, \quad (5)$$

这里 $\boldsymbol{\sigma}$ 是入射质子的自旋,而 F_c 和 F_s 为

$$F_c(q) = ik_p \Theta(q) \left\{ \left[1 - \frac{1}{2} [(1 + \gamma_c + \gamma_s)^A + (1 + \gamma_c - \gamma_s)^A] \right] J_0(qb) b db \right\}, \quad (6)$$

$$F_s(q) = k_p \Theta(q) \int \frac{1}{2} [(1 + \gamma_c + \gamma_s)^A - (1 + \gamma_c - \gamma_s)^A] J_1(qb) b db, \quad (7)$$

(6)和(7)中, $\Theta(q) = \exp(a^2 q^2 / 4A)$ 是质心运动修正因子,函数 γ_c 和 γ_s 可以通过基本振幅 f 和核的形状因子 $S(q)$ 得到,其表示式为

$$\gamma_c(b) = \frac{i}{k_{pN}} \int J_0(qb) S(q) f_c(q) q dq, \quad (8)$$

$$\gamma_s(b) = \frac{1}{k_{pN}} \int J_1(qb) S(q) f_s(q) q dq. \quad (9)$$

在本文的计算中, ^{12}C 的单核子密度取为谐振子形式,即

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \frac{4}{3} \frac{r^2}{a^2} \right) e^{-r^2/a^2}, \quad (10)$$

其中谐振子参数 a 由电子散射确定, $a^2 = 2.5\text{fm}^2$ [7].

在中高能的计算中, 作为基本输入量的 $p\text{-N}$ 振幅通常采取参数化的高斯函数形式 [8], 即取为

$$f_c(q) = \frac{k_{pN}\sigma_T}{4\pi} (i + \alpha_c) \exp\left(-\frac{1}{2} \beta_c q^2\right), \quad (11)$$

$$f_s(q) = D_s \frac{k_{pN}\sigma_T}{4\pi} (i + \alpha_s) i \sqrt{\frac{q^2}{4M^2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \beta_s q^2\right), \quad (12)$$

其中 σ_T 为两核子散射的总截面, M 为核子的质量, D_s 为自旋轨道振幅的相对强度. α_c , α_s 和 β_c , β_s 分别为向前振幅的实虚比和斜率参数. 本文所使用的 $p\text{-N}$ 振幅参数取自文献 [9, 10], 这些参数都是通过分析各种能量下的 $p\text{-p}$ 和 $p\text{-n}$ 散射数据而得到的.

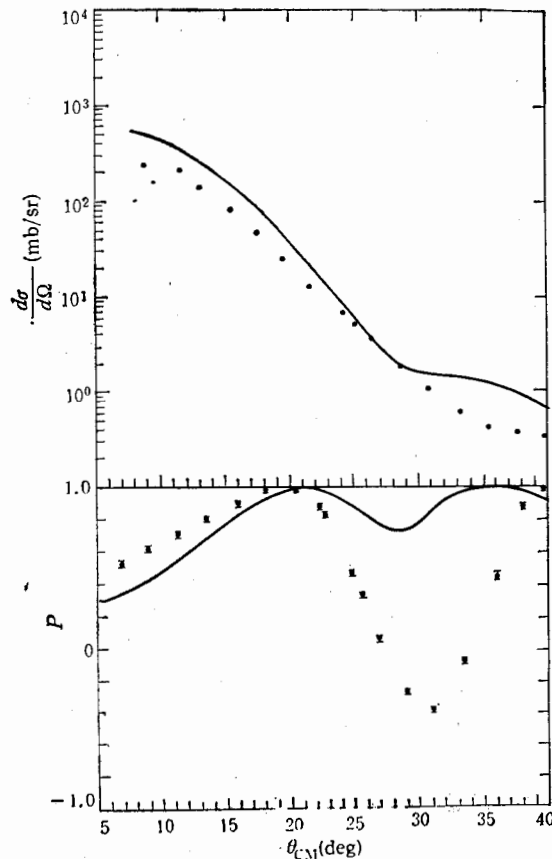


图 1 200MeV 下 $p\text{-}^{12}\text{C}$ 弹性散射的微分截面和极化
实验数据取自 [1]

通过(8)–(12)各式可求出(6), (7)式中的 F_c 和 F_s , 最后得到 $p\text{-}^{12}\text{C}$ 散射的微分截面、分析能力和自旋转动量 (spin rotation) 分别为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F_c|^2 + |F_s|^2, \quad (13)$$

$$P = 2\text{Re}(F_c F_s^*) / (|F_c|^2 + |F_s|^2), \quad (14)$$

$$Q = 2\text{Im}(F_c F_s^*) / (|F_c|^2 + |F_s|^2). \quad (15)$$

三、结果与讨论

如前所述,目前已经有了覆盖整个中能区的 $p\text{-}^{12}\text{C}$ 散射的截面和极化量的测量数据,因此,这些实验结果可以对任何的核模型提供一个系统性的、比单一能量要严厉得多的检验。

为了和实验比较,我们计算了与实验相应的入射能量分别为 200, 400, 600, 700 和 1000MeV 的 $p\text{-}^{12}\text{C}$ 弹性散射的微分截面和自旋观测量 P 与 Q 。计算中所使用的自由 $p\text{-}N$ 散射振幅参数,对于 200, 400MeV 情况取自文献[9],对于 600, 700 和 1000MeV 取自文献[10]。理论计算结果和实验数据绘在图 1—6 中。

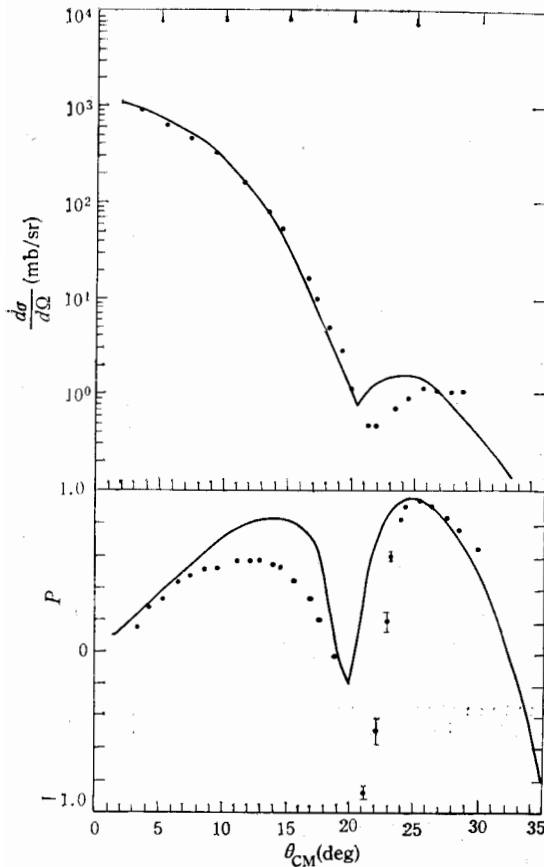


图2 400MeV 下 $p\text{-}^{12}\text{C}$ 弹性散射微分截面和极化实验数据取自[1]

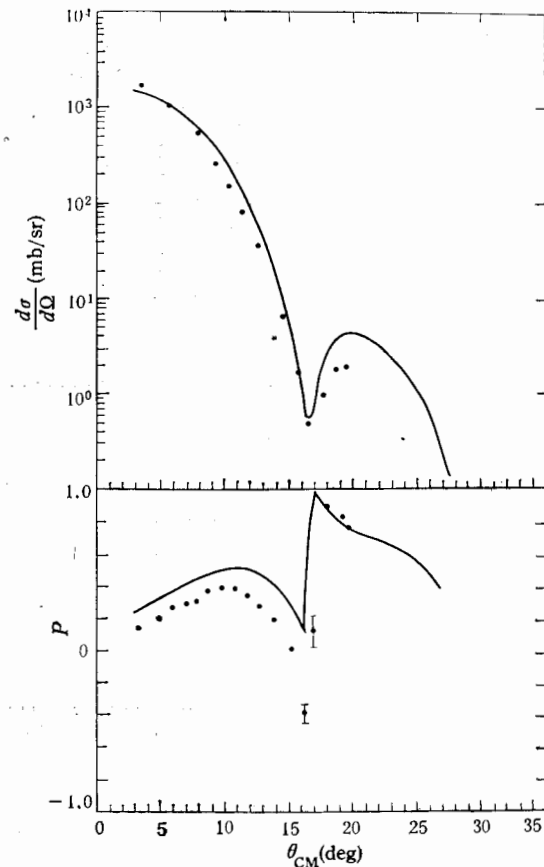


图3 600MeV 下 $p\text{-}^{12}\text{C}$ 弹性散射微分截面和极化实验数据取自[1]

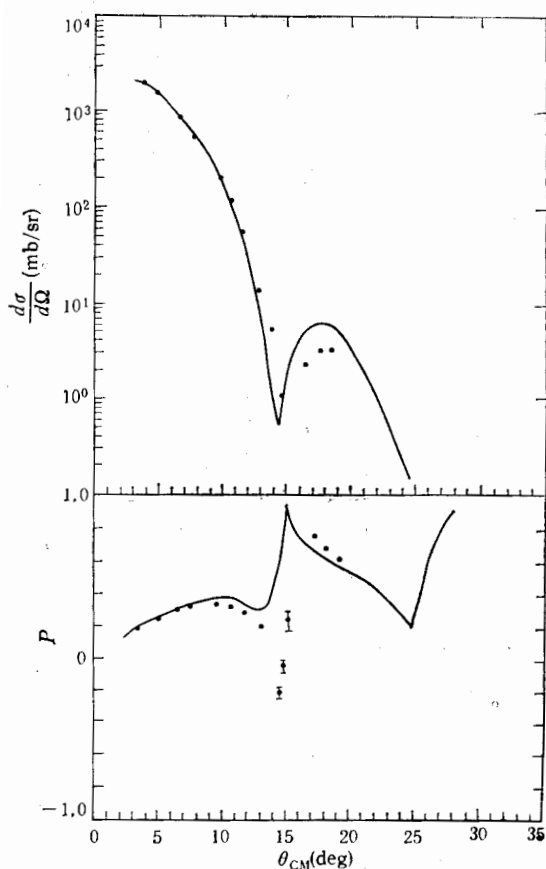


图 4 700MeV 下 $p-^{12}\text{C}$ 弹性散射微分截面和极化实验数据取自[1]

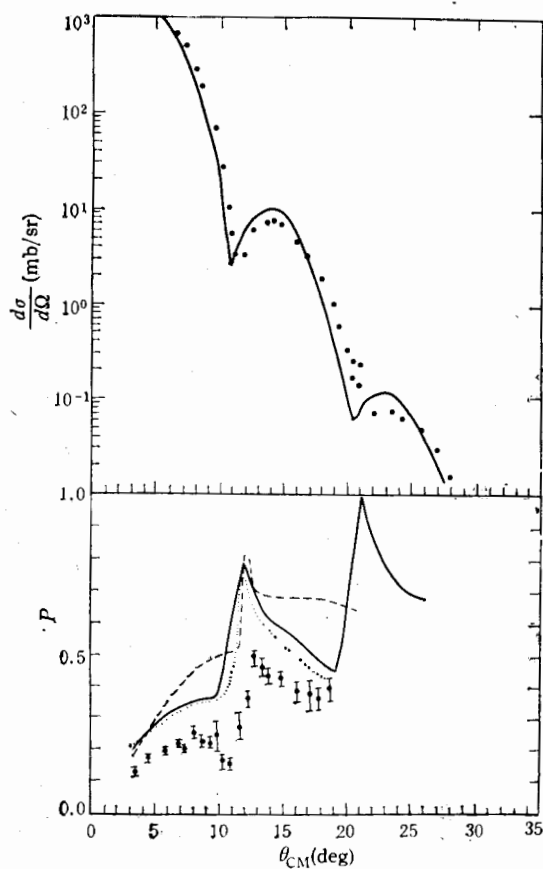


图 5 1000MeV 下 $p-^{12}\text{C}$ 弹性散射微分截面和极化实验数据取自[5]

图 1—5 中,分别给出了 200, 400, 600, 700 和 1000MeV 的微分截面 $d\sigma/d\Omega$ 和自旋的分析能力 P , 并与相应的实验结果进行比较。由于自旋角动量 Q 值的测量比较困难,目前对于 ^{12}C 原子核只有 200 MeV 的实验数据可利用,因此我们这里仅给出这一能量下的结果,和实验数据一起在图 6 中给出。对于其它能量下 Q 的计算结果这里就不再给出了。

在所有的图中,实线为本文的计算结果。为了比较,前人在同样模型下的计算结果也绘在同一图中。因为只有 Alkhazov 等人在 1000MeV 能量情况下做过和本文相似的计算,因此只在图 5 (1000MeV 情况)中绘出他们的结果,用虚线代表,其中长虚线和短虚线分别对应两组不同的自由 $p-N$ 振幅参数^[5]。短虚线所对应的振幅参数和本文中所使用的是一样的,但本文使用谐振子核子分布密度,而 Alkhazov 等人使用的是费米密度分布,因此本文结果(实线)和 Alkhazov 的结果(短虚线)稍有不同。

现在让我们来观察理论结果与实验结果的比较。对于微分截面而言,能量较高的 1000MeV 情况,理论和实验符合较好;但在其它四个能量下,则与实验符合不好,特别是在较低能量的 200MeV,甚至在小角度区理论也与实验有相当的偏离。对于自旋的分析

能力 P , 可以看到, 除了 700MeV 的情况外, 理论都与实验有一定偏离。特别是对于 200 和 1000MeV 的情况, 偏离是很大的。从图 6 中可以看到, 对于自旋转动量 Q , 也同样显示出理论与实验间的偏差。统观整个中能区的理论与实验比较的情况, 我们可以看到, 本文所使用的理论模型不能系统地符合实验结果。

由于本文所使用的模型相对简单, 它只包括两个最基本的因素: 自由 p - N 振幅和从电子散射定出的核子密度, 因此人们马上就会说: 产生上述理论与实验偏离的原因是由于忽略的因素很多, 例如泡里效应, 费米运动, 核子关联等等。但是, 很多研究已经表明, 上述这些效应对于大动量转移区(第二个“谷”后面)有一定影响, 但对于本文中所涉及的动量转移区域(仅在第一个“谷”前后), 其影响是很小的, 远不足以弥合这里所显示出的偏离。对于质子核散射中理论与实验出现偏离, 人们常常提出的另一个理由是, 目前所获得的 p - N 振幅尚不够精确。这确实是一个重要因素, 但需要认真地做定量的研究后才能回答。而不能像在很多研究中所做的那样, 调节输入量的 p - N 振幅参数去符合 p -核散射的实验数据。这实际上是绕过了问题, 而不是解决。现在, 如果把本文的结果与文献[4]中基于 α 粒子模型所得到的结果相对照(那里的结果比本文的结果更符合实验), 将会启发

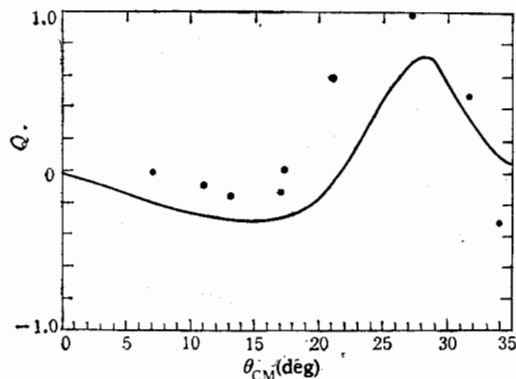


图 6 200MeV 下 p - ^{12}C 弹性散射的自旋转动量
实验数据取自[2]

人们沿着一个新的途径去思索: 这里面是否隐含着关于 ^{12}C 核的基本结构问题存在?

参 考 文 献

- [1] K. W. Jones et al., *Phys. Rev.*, **C33**(1986), 17.
- [2] O. P. Murdock and C. J. Hnowitz, *Phys. Rev.*, **C35**(1986), 1442.
- [3] E. Bleszynski et al., *Phys. Rev.*, **C37**(1988), 1527.
- [4] Zhou Jin-li and Li Qing-run, to be published.
- [5] G. D. Alkhozov et al., *Phys. Lett.*, **70B**(1977), 20.
- [6] R. J. Glauber, in *Lectures in Theor. Phys. Vol. 1*, ed. W. E. Brittin and L. G. Dunham, Interscience New York (1959).
- [7] P. Goldhammer, *Rev. Mod. Phys.*, **35**(1963), 40.

- [8] E. Kjuawski, *Phys. Rev.*, **C1**(1970), 165.
[9] R. A. Arndt et al., *Phys. Rev.*, **D28**(1983), 97.
[10] J. P. Auger, J. Gillespie and R. J. Lombard, *Nucl. Phys.*, **A262**(1976), 372.

A Study of the Cross Sections and the Spin Observables for $p-^{12}\text{C}$ Scattering in the Intermediate Energy Region

HE GANMING

(Department of Physics, Guizhou Normal University Guiyang 550001)

LI QINGRUN

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica Beijing, 100039)

ABSTRACT

The differential cross sections and the spin observables of $p-^{12}\text{C}$ elastic scattering in the whole intermediate energy region are calculated in the Glauber theory. The theoretical results show considerable deviations from the experimental data.