

# 改进的 Glauber 理论和核 - 核反应总截面\*

郭文军<sup>1,2</sup> 姜焕清<sup>1,3</sup> 刘建业<sup>1,2</sup>

1 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

2 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

3 (中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

**摘要** 利用 Glauber 理论系统计算了中、低能条件下核 - 核反应总截面. 讨论了量子效应、库仑效应以及核子 - 核子碰撞同位旋效应对 Glauber 理论的修正. 发现在应用 Glauber 理论计算中、低能核 - 核反应截面时, 量子修正是重要的. 利用修正了的 Glauber 理论, 系统计算了从低能到高能大量稳定线附近的核 - 核反应总截面, 在没有可调参数的情况下, 都与实验结果较好地符合.

**关键词** Glauber 理论 反应总截面 量子效应 同位旋效应

## 1 引言

从核 - 核反应总截面来推测未知核素的密度分布和结构性质是目前研究滴线核结构性质的主要方法之一. 而能将反应总截面同核素密度分布联系起来的分析方法有 Glauber 理论、Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU) 方程和光学模型理论等等<sup>[1-5]</sup>. 沈文庆等利用改进的 Glauber 理论和 BUU 方程对反应总截面从实验和理论结合上进行了研究<sup>[2,4-6]</sup>. 马中玉等对 Glauber 理论进行改进后, 对晕核反应总截面进行了同样的研究<sup>[7]</sup>. Glauber 理论是在高能近似条件下得到的包含多重散射的核子 - 核的散射理论, 它计算比较简单, 在较高能量条件下应用得非常成功<sup>[8-10]</sup>. 但是要将 Glauber 理论推广到较低能量下的核 - 核散射截面的计算, 有三个问题值得我们考虑. 首先, 从高能推广到中、低能时, Glauber 理论在高能情况下所做的近似是否成立, 具体应该做什么样的修改, 才能使之适用于低能范围; 其次, 在讨论核 - 核的散射时, 弹核的密度有了一定的分布, 不可以被看作是点粒子, 如果从二体核子 - 核子散射出发, 考虑所有的核子 - 核子碰撞, 计算将十分复杂, 如何把核子 - 核的散射推广到核 - 核的散射, 需要有合理的假定; 最后, 核子 - 核子碰撞的同位旋效应到底对反应总截面有多大的影响. 我们只有很好地解决了以上问题, 才能建立可靠的适用于较低能量的计算反应总截面的理论公式.

2000 - 12 - 27 收稿

\* 国家重点基础研究发展规划 (G2000077400), 中国科学院百人计划基金, 国家自然科学基金 (10004012, 19775057, 19847002, 19775020) 和中国科学院九五重大基金项目基金 (KJ951 - A1 - 410) 资助

## 2 修正的 Glauber 理论模型

### 2.1 核子-核碰撞的 Glauber 理论

Glauber 理论<sup>[8-13]</sup>自提出后,一直是描述高能 ( $> 1\text{GeV/u}$ ) 散射的有利工具. 它是从 Schrödinger 方程出发计算散射截面的一种近似方法,它的基本假定适用于处理高能量和小角度散射过程. 假定算符  $F/q$  是描述强子引起的核跃迁算符,

$$F(q, s_1, s_2, \dots, s_A) = \frac{i}{2\pi} \int d^2 b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \left[ 1 - \prod_j (1 - \Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)) \right], \quad (1)$$

其中  $\Gamma_j(b)$  是入射核子与核内第  $j$  个核子散射的剖面函数,它与核子-核子散射振幅  $f(q)$  有如下的关系

$$\Gamma_j(b) = \frac{1}{2\pi i k} \int d^2 q e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} f_j(q),$$

在该假定条件下,从初态  $|0\rangle$  到末态  $|\alpha\rangle$  的多重散射微分截面可以写为

$$(d\sigma/d^2 q)(0 \rightarrow \alpha) = |\langle \alpha | F(q, s_1, s_2, \dots, s_j) | 0 \rangle|^2, \quad (2)$$

在封闭近似下,由(1)式我们可以得到核子-核散射总截面  $\sigma_{\text{tot}}^{(N-1)}$  和反应总截面  $\sigma_{\text{R}}^{(N-1)}$ :

$$\sigma_{\text{tot}}^{(N-1)} = \sum_{\alpha} \int d^2 q |\langle \alpha | F | 0 \rangle|^2 = \int d^2 q \langle 0 | F^*(q) F(q) | 0 \rangle, \quad (3)$$

$$\sigma_{\text{R}}^{(N-1)} = \sigma_{\text{tot}}^{(N-1)} - \sigma_{\text{el}}^{(N-1)} = \int d^2 q (\langle 0 | F^* F | 0 \rangle - |\langle 0 | F | 0 \rangle|^2), \quad (4)$$

这里  $\sigma_{\text{el}}^{(N-1)}$  是弹性散射截面.

原则上,从上式出发,只要知道了原子核的基态波函数,我们就可以计算强子与原子核碰撞的反应截面,但计算仍然比较复杂. 假定剖面函数  $\Gamma(b)$  的力程比靶的尺寸要小,而对原子核的基态波函数取独立粒子模型,我们可以得到

$$\langle 0 | \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}) \Gamma^*(\mathbf{b}' - \mathbf{s}) | 0 \rangle \approx T(\mathbf{B}) \omega(\boldsymbol{\beta}), \quad (5)$$

其中,  $\mathbf{B} = (\mathbf{b} + \mathbf{b}')/2$ ,  $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{b} - \mathbf{b}'$ ,  $T(\mathbf{B}) = \int dZ \rho_i(\mathbf{B}, z)$  是核的厚度函数,  $\omega(\boldsymbol{\beta})$  是基本核子-核子振幅的富氏变换,  $\rho_i(r)$  是靶核的密度分布,它归一化到靶核的核子数. 在这种近似下,核子-原子核反应截面可以写为

$$\sigma_{\text{R}}^{(N-1)} = \int \frac{d^2 B}{(2\pi)} \left\{ [1 - (\omega(0) - \sigma) T(\mathbf{B})]^A - [1 - \sigma T(\mathbf{B})]^A \right\}, \quad (6)$$

其中  $\sigma$  为自由空间核子-核子散射的总截面.

Glauber 理论模型进一步把上式展成多次散射级数,即按核子-核子散射截面的级数展开,得到第  $n$  次散射的反应截面

$$\sigma_n(E_0) = \int d^2 b \frac{[\sigma T(b)]^n}{n!} e^{-\sigma T(b)}, \quad (7)$$

对所有的散射进行求和,就得到了总的反应截面

$$\sigma_{\text{R}}(E_0) = \sigma_{\text{R}}^{(N-1)}(E_0) = \sum_{n \geq 1} \sigma_n(E_0) = \int d^2 b (1 - e^{-\sigma T(b)})$$

其中

$$T(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_t(b, z) dz = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_t(\sqrt{b^2 + z^2}) dz, \quad (10)$$

$\rho_t(b, z)$  是靶核密度分布,  $E_0$  是入射核的单核子能量,  $b$  是碰撞参数.

(9)式就是由 Glauber 理论模型推出的用于计算核子-核反应总截面的公式. 由于它是在高能近似条件下得到的,所以在解释高能核子与原子核作用时很成功. 但是要将其应用于较低能量,必须对其进行修正.

首先,随着能量的降低,库仑作用的影响逐渐增强. 由于库仑斥力的作用使散射的偏转角逐渐变大,在经过多次散射以后,散射角的偏转已经大到不可忽略的程度,所以此时库仑斥力的影响须被考虑. 其次, Glauber 理论模型实际上是一半经典近似,随着能量的降低,入射核子的德布罗意波长逐渐增加,其波动性也显著增强. 在较高能量时核子表现为粒子性,只有直接与之接触的靶核核子才对反应总截面有贡献;而在较低能量时核子表现为波动性,只要在其波长范围内的靶核的核子都与其有相互作用,都对反应总截面有贡献,所以量子效应在低能时也是不容忽视的. 最后,在低能的情况下,泡利原理和核子的费米运动对于核子-核子散射截面的修正变得重要. 我们用核内核子-核子散射的有效截面  $\sigma_{NN}$  代替自由空间的截面. 它是从自由空间的核子-核子截面  $\sigma$  出发,考虑核内核子的费米运动以及泡利原理等效效应而得到的<sup>[10]</sup>. 考虑这些修正,我们按照文献[10, 11, 13]的方法,得到核子与靶核的反应总截面公式

$$\sigma_R(E_0) = \left\{ \int d^2 b (1 - e^{-\sigma_{NN} T(b)}) \right\} \left\{ [1 + 1/(k_0 R_t)]^2 [1 - V_C(R_t)/E_0] \right\}, \quad (11)$$

其中,  $1/k_0$  是弹核核子的德布罗意波长,  $k_0^2 = 2ME_0$ ,  $M$  为入射核子质量.  $E_0$  为实验室系弹核的单核子能量,  $R_t$  为靶核的半径,  $V_C(R_t)$  是入射核子与靶核在  $R_t$  处的库仑作用能. 利用上式,姜焕清和 J. Huefner 计算了大量的 100MeV 以下的核子在原子核上引起的反应总截面,并都与实验较好地符合<sup>[10]</sup>. 随着入射核子能量的增高,量子效应、库仑效应和泡利原理的影响逐渐减小,(11)式将回到(9)式,理论与实验的比较表明,(11)式是一个简单而又实用的计算核子与原子核反应总截面的公式.

## 2.2 稳定核-核碰撞理论

在以上核子-核的 Glauber 理论中,我们假定核子为一质点,但对于核-核散射来说,弹核的大小可与靶核相比拟,甚至远大于靶核,这时不能再将弹核看作是点粒子. 而考虑弹核的实际大小时,弹靶的密度分布有了一定的交错,在交错区域中的弹、靶的核子间有了相互作用,这就加大了实际的反应总截面. 为此引进了有效密度的概念:

$$\rho_{\text{eff}}(R) = \rho_{\text{eff}}(\sqrt{b^2 + z^2}) = \frac{\int \rho_t(r) \rho_p(R-r) d^3 r}{\int \rho_t(r) d^3 r}, \quad (12)$$

其中  $\rho_t(r)$  和  $\rho_p(R-r)$  分别是靶核和弹核的密度分布.

相应地在考虑核-核碰撞截面时,(11)式中的  $\sigma_{NN}$  由核子-核子碰撞截面变为核子-靶核碰撞截面  $\sigma_R$ ,这可以利用上述核子-核的 Glauber 理论得出的结果.  $T(b)$ ,  $R_t$ ,

$V_c(R_i)$  和  $1/k_0$  相应地被  $T_{\text{eff}}(b)$ 、弹核和靶核的相互作用半径  $R = r_0(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$  (这里  $r_0 = 1.2\text{fm}$ ,  $A_p, A_t$  分别是弹、靶核的质量)、弹核和靶核在距离  $R$  时的库仑势  $V_c(R)$  和核子的波长  $1/k = \{2M[E - V(R)]\}^{-1/2}$  所取代, 其中  $E$  是实验室系单核子能量,  $V(R)$  是单粒子库仑势. 再将(12)式代入(11)式就得到考虑了量子修正和库仑修正的核 - 核反应总截面的 Glauber 理论

$$\sigma_R(E) = \left\{ \int d^2 b (1 - e^{-\tau_{\text{eff}}(b)}) \right\} \left\{ [1 + 1/(kR)]^2 [1 - V_c(R)/(A_p + A_t)E] \right\}, \quad (13)$$

其中  $T_{\text{eff}}(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{\text{eff}}(b, z) dz = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{\text{eff}}(\sqrt{b^2 + z^2}) dz$ . 可以看出在计算核 - 核反应总截面时, 关键在于利用含有弹核密度卷积的有效密度  $\rho_{\text{eff}}$  代替(6)式中的靶核密度  $\rho_t(r)$ , 利用核子 - 核反应截面  $\sigma_{\text{RN}}$  代替(11)式中的核子 - 核子反应截面  $\sigma_{\text{NN}}$ , 故具体计算分为两步走: 首先要用(11)式计算核子对靶核的反应总截面, 然后将该结果代入(13)式来计算核 - 核的反应总截面.

在这里, 一方面基于 Glauber 理论的核子 - 核子碰撞的反应总截面是一半经典理论, 核物质分布在核子波长  $1/k$  范围内是不确定的; 另一方面, 在低能情况下真实的核 - 核相互作用半径要远大于核物质的分布半径, 在核物质密度分布重叠  $1/10$  时, 核 - 核之间就有了相互作用, 在  $10\text{MeV}$  以下轻核反应中核的有效作用半径被定义为  $R = [1.36(A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) + 0.5] \text{fm}^{14}$ . 所以从以上的讨论中, 可以看出考虑核子的波动行为和量子修正在低能核 - 核反应过程中是必要的.

### 2.3 核 - 核散射的同位旋效应

考虑到绝大多数原子核的中子数不等于质子数, 而且在较低能量下 ( $< 300\text{MeV}$ ), 自由中子 - 质子碰撞截面  $\sigma_{\text{np}}$  约是中子 - 中子或质子 - 质子碰撞截面  $\sigma_{\text{nn}}$  或  $\sigma_{\text{pp}}$  的 3 倍<sup>[12,15]</sup>, 所以对于大多数核素不应简单的将核子 - 核子碰撞截面取为一平均值, 应考虑中子 - 质子的差别, 即同位旋的效应. 这时相应的(13)式的反应总截面为

$$\sigma_R(E) = \left\{ \int d^2 b (1 - e^{-D(b)}) \right\} \left\{ [1 + 1/(kR)]^2 [1 - V_c(R)/(A_p + A_t)E] \right\}, \quad (14)$$

其中  $D(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} [\sigma_{\text{Rin}}(E_0)\rho_{\text{effn}}(b, z) + \sigma_{\text{Rip}}(E_0)\rho_{\text{effp}}(b, z)] dz$ , 这里

$$\sigma_{\text{Rin}}(E_0) = \left\{ \int d^2 b (1 - e^{-D_n(b)}) \right\} \left\{ [1 + 1/(k_0 R_t)]^2 \right\} \quad (15)$$

是弹中子 - 靶核反应截面(因中子不带电荷, 没有库仑修正),  $k_0$  是弹中子波数,  $D_n(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} [\sigma_{\text{nn}}\rho_{\text{in}}(b, z) + \sigma_{\text{np}}\rho_{\text{ip}}(b, z)] dz$ ;

$$\sigma_{\text{Rip}}(E_0) = \left\{ \int d^2 b (1 - e^{-D_p(b)}) \right\} \left\{ [1 + 1/(k_0 R_t)]^2 [1 - V_c(R_t)/E_0] \right\}, \quad (16)$$

是弹质子 - 靶核反应截面,  $D_p(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} [\sigma_{\text{pp}}\rho_{\text{ip}}(b, z) + \sigma_{\text{np}}\rho_{\text{in}}(b, z)] dz$ ,  $k_0$  是弹质子波

数,  $V_c = \frac{Z_t Z_p e^2}{R_t}$ ;

$$\rho_{\text{effn}}(R) = \frac{\int \rho_i(r) \rho_{pn}(R-r) d^3 r}{\int \rho_i(r) d^3 r}, \quad \rho_{\text{effp}}(R) = \frac{\int \rho_i(r) \rho_{pp}(R-r) d^3 r}{\int \rho_i(r) d^3 r}, \quad (17)$$

$\rho_{\text{effn}}$  和  $\rho_{\text{effp}}$  分别是弹核中子和弹核质子有效密度分布,  $\rho_{in}$ ,  $\rho_{ip}$  和  $\rho_{pn}$ ,  $\rho_{pp}$  分别为靶核和弹核的中子、质子密度分布.

### 3 稳定核 - 核反应总截面的计算

利用上节的公式对于核子 - 核的反应截面的计算已经相当成功. 为了以后利用上一节讨论的公式计算晕核 - 核的反应截面, 这里主要系统地计算稳定核 - 核反应总截面, 因为在这种情况下弹核与靶核的密度分布都是比较清楚的. 通常人们假定中子分布与电荷分布相差不大, 从电子散射我们可以比较准确地决定稳定核的电荷分布, 而 Skyrme-Hartree-Fock (SHF) 理论和相对论平均场理论 (RMF) 也可以计算核内的中子和质子分布. 由下面的计算可以看到, 反应总截面的大小主要与核密度在空间的弥散范围以及核表面的行为有关. 对于稳定核我们选取具有参数 NLSH 的 RMF 理论来计算弹核和靶核的密度分布. 实际计算表明, 用 RMF 理论得到的核密度分布和用实验得到的核密度分布计算得到的反应总截面比较一致.

计算中介质中核子 - 核子碰撞截面取自文献 [16], 其中  $\sigma_{np}$ ,  $\sigma_{nn}$  和  $\sigma_{pp}$  分别表示介质中的中子 - 质子、中子 - 中子和质子 - 质子碰撞截面,  $\rho = 0.32 \text{fm}^{-3}$  是正常核密度的 2 倍,

$$\sigma_{np} = [31.5 + 0.092 \text{ABS}(20.2 - E_0^{0.53})^{2.9}] \cdot \frac{1.0 + 0.0034 E_0^{1.51} \rho^2}{1.0 + 21.55 \rho^{1.34}} \text{ (mb)}, \quad (18)$$

$$\sigma_{nn, pp} = [23.5 + 0.0256(18.2 - E_0^{0.5})^4] \cdot \frac{1.0 + 0.1667 E_0^{1.05} \rho^3}{1.0 + 9.704 \rho^{1.2}} \text{ (mb)} \quad (19)$$

由于随着能量的增加, 泡里阻塞和核子 - 核子碰撞同位旋效应大大减弱, 介质中核子 - 核子碰撞截面公式变得不适用, 所以造成在较高能量条件下反应总截面的误差超过了 10%. 将  $\sigma_{np}$ ,  $\sigma_{nn}$  和  $\sigma_{pp}$  代入 (15), (16) 式可以得到核子 - 核的反应总截面  $\sigma_{Rin}$  和  $\sigma_{Rip}$ , 接着利用 (17) 式计算出  $\rho_{\text{effn}}$  和  $\rho_{\text{effp}}$ , 最后将  $\sigma_{Rin}$ ,  $\sigma_{Rip}$ ,  $\rho_{\text{effn}}$ ,  $\rho_{\text{effp}}$  代入 (14) 式就得到了核 - 核反应总截面  $\sigma_R(E)$ .

表 1 列出了  $\beta$  稳定线附近核素反应总截面的理论计算值和实验值的比较, 其中  $\sigma_{cl}$  是未经过任何修正的 Glauber 理论计算得到的结果,  $F_Q$  为量子修正系数,  $\sigma_{med}$  是考虑了介质中量子、库仑修正以及同位旋修正后的计算结果,  $\sigma_{swq}$  是沈文庆等人的计算值,  $\sigma_{exp}$  是反应总截面的实验值.  $D_{med}$  和  $D_{swq}$  是误差 [17]

$$D_{med} = \frac{\sigma_{med} - \sigma_{exp}}{\sigma_{exp}}, \quad D_{swq} = \frac{\sigma_{swq} - \sigma_{exp}}{\sigma_{exp}}. \quad (20)$$

由表中可以看出, 在没有任何可调参数的情况下, 从低能到较高能量的区域内, 计算值与实验值都在百分之几的精度内符合. 这说明该理论确实是可靠的, 是能够由原子核的密度分布给出较为准确的反应总截面. 在表中还可以看出, 在较低能量条件时, 量子修正一般可将反应总截面提高 50%—80%. 如前所述, 随着入射能量的降低, 入射粒子的德

表 1 稳定核-稳定核反应总截面的计算结果

(单位: mb)

核反应	$E_0/(MeV/u)$	$\sigma_{cl}$	$F_Q$	$\sigma_{med}$	$D_{med}$	$\sigma_{exp}^*$	$\sigma_{swq}$	$D_{swq}$
$^{12}C + ^{12}C$	40.7	737	1.634	1155	-1.53%	$1173 \pm 56$	1020	-13.04%
$^{13}C + ^{12}C$	33.4	795	1.688	1276	-1.54%	$1296 \pm 40$	1051	-18.90%
$^{14}C + ^{12}C$	27.4	849	1.748	1398	3.02%	$1357 \pm 75$	1093	-19.45%
$^{15}C + ^{12}C$	20.7	922	1.856	1581	-1.25%	$1601 \pm 130$	1210	-24.42%
$^{16}C + ^{12}C$	39.0	903	1.583	1374	-11.87%	$1559 \pm 44$	1243	-20.27%
$^{12}C + ^{12}C$	83.0	677	1.428	948	-1.76%	$965 \pm 30$	—	—
$^{12}C + ^{12}C$	200	622	1.267	781	-9.61%	$864 \pm 45$	—	—
$^{12}C + ^{12}C$	250	621	1.237	763	-12.60%	$873 \pm 60$	—	—
$^{12}C + ^{12}C$	300	624	1.216	755	-12.00%	$858 \pm 60$	—	—
$^9C + ^{12}C$	720	778	1.151	893	7.07%	$834 \pm 18$	—	—
$^{10}C + ^{12}C$	720	778	1.146	889	11.82%	$795 \pm 12$	—	—
$^{15}C + ^{12}C$	730	935	1.126	1050	11.11%	$945 \pm 10$	—	—
$^{12}Be + ^{12}C$	790	906	1.130	1023	10.36%	$927 \pm 18$	—	—
$^{14}N + ^{12}C$	39.3	812	1.611	1246	-3.49%	$1291 \pm 66$	1109	-14.10%
$^{15}N + ^{12}C$	33.1	856	1.655	1339	-1.76%	$1363 \pm 55$	1169	-14.23%
$^{16}N + ^{12}C$	27.3	911	1.713	1458	1.46%	$1437 \pm 69$	1228	-14.54%
$^{17}N + ^{12}C$	35.0	923	1.606	1407	3.30%	$1362 \pm 34$	1232	9.54%
$^{13}N + ^{12}C$	680	832	1.137	943	9.02%	$865 \pm 15$	—	—
$^{16}O + ^{12}C$	38.7	865	1.586	1300	1.80%	$1277 \pm 74$	1171	8.30%
$^{17}O + ^{12}C$	32.6	911	1.631	1395	2.57%	$1360 \pm 42$	1228	9.71%
$^{18}O + ^{12}C$	28.0	955	1.672	1485	6.60%	$1393 \pm 59$	1277	8.33%
$^{13}O + ^{12}C$	700	876	1.135	991	9.02%	$909 \pm 23$	—	—
$^{14}O + ^{12}C$	650	855	1.137	969	9.49%	$885 \pm 23$	—	—
$^{15}O + ^{12}C$	670	888	1.131	888	-2.95%	$915 \pm 13$	—	—

\* 实验数据来自参考文献[2, 17-19], 其中低能( $< 50MeV/u$ )实验数据来自沈文庆等<sup>[2]</sup>的实验结果.

布罗意波长增加,表现出明显的波动性. 相对于炮弹核子的德布罗意波长  $1/k_0$  将靶核的大小由核物质半径  $R$  增加到  $R + 1/k_0$ , 因而在低能时就显著增加了反应截面<sup>[10]</sup>, 所以在计算低能核-核反应总截面时量子效应必须被考虑, 它在很大程度上影响着反应总截面的大小. 计算中随着入射能量的减少, 库仑效应增加, 相当于有效碰撞参数从  $b$  减小到  $b(1 - V_C/E_0)$ <sup>[10]</sup>. 计算结果表明, 低能时库仑修正减小反应截面大约 5%—7%, 也就是说库仑作用的影响是重要的. 在计算中还发现, 在低能时使用自由核子-核子碰撞截面后, 反应总截面平均提高了 20% 左右, 与实验结果有了较大的偏差. 这说明介质效应在低能时稳定核-核碰撞过程中起了重要作用.

在低能区很明显  $D_{swq} > D_{med}$ , 我们的计算结果系统地增加, 接近实验值, 这主要是考虑量子修正的结果.

## 4 小结

本文从高能近似下核子-核的 Glauber 理论出发, 引进了有效密度分布的概念, 将 Glauber 理论推广到能计算中、低能量情况下核-核碰撞的反应总截面, 发现在较低能量

条件下核子的量子效应和核-核间库仑斥力导致的散射轨迹的偏离对反应总截面都有很大的影响,特别是在低能条件下量子修正可将反应总截面提高 50%—80%。所以必须同时引入量子修正和库仑修正,才能使 Glauber 理论适用于低能范围。我们同时考虑了核子-核子碰撞的同位旋效应对反应总截面的影响。对稳定核-核碰撞反应总截面,核子-核子碰撞的同位旋效应的影响不重要,理论计算与实验值得到较好地符合。对所有反应系统理论计算结果与实验数据均在百分之十几范围内符合,表明改进 Glauber 理论的合理性和可用性。

感谢马中玉和陈宝秋研究员在 RMF 程序方面的热情支持和合作。作者之一(郭文军)感谢中国科学院高能物理研究所马维兴研究员和彭光雄老师的耐心指导。

### 参考文献 (References)

- 1 Ogawa Y, Yabana K, Suzuki Y. Nucl. Phys., 1992, **A543**:722
- 2 FANG D Q, SHEN W Q et al. Chin. Phys. Lett., 2000, **V17**:655
- 3 Zahar M, Bellot M et al. Phys. Rev., 1994, **C49**:1540
- 4 MA Y G et al. Phys. Rev., 1993, **C48**:850
- 5 MA Y G et al. Phys. Lett., 1993, **B302**:386
- 6 CAI Xiang-Zhou, SHEN Wen-Qing et al. Chin. Phys. Lett., 2000, **V17**:565
- 7 MA Zhong-Yu et al. Personal Communion, 2000
- 8 Glauber R J, Matthiae G. Nucl. Phys., 1970, **B21**:135—157
- 9 Brittin W E et al. V1 (Intersciences, N. Y.) 1959:315
- 10 Chiang H C, Hufner J. Nucl. Phys., 1980, **A349**:466—482
- 11 Simbel M H, Hufner J, Chiang H C. Phys. Lett., 1980, **B94**:11
- 12 Charagi S K, Gupta S K. Phys. Rev., 1990, **C41**:1610
- 13 Blatt J M, Weisskopf V F. Theoretical Nuclear Physics. New York: Wiley, 1963
- 14 Bock R. Heavy Ion Collisions. Volume 2. New York: North-Holland Publishing Company, 1980, 8
- 15 Alkazzov G et al. Nucl. Phys., 1977, **A280**:365
- 16 LI G Q, Machleidt R. Phys. Rev., 1993, **C48**:1702
- 17 Ozawa A, Tanihata I et al. Nucl. Phys., 1996, **A608**:63—76
- 18 Tanihata I et al. Phys. Lett., 1988, **B206**:592
- 19 Kox S et al. Phys. Rev., 1987, **C35**:1678

## Improved Glauber Theory and the Total Reaction Cross Section of the Nucleus-Nucleus Collision\*

GUO Wen-Jun<sup>2</sup> JIANG Huan-Qing<sup>1,3</sup> LIU Jian-Ye<sup>1,2</sup>

1 ( *Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China* )

2 ( *Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China* )

3 ( *Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China* )

**Abstract** An improved Glauber theory for calculations of the total reaction cross section at low and medium energies is proposed. The quantum effect, Coulomb effect and isospin effect of nucleon-nucleon collision included in the improved Glauber theory are discussed under the assumption of the effective nuclear density distribution. It is found that quantum corrections is very important when the Glauber theory is applied to calculations of the nucleus-nucleus reaction cross. The calculated results obtained with the improved Glauber theory are in agreement with the experimental data in ten percent without any free parameters, which demonstrate the improved Glauber theory to be a pragmatic approach for calculating total nucleus-nucleus reaction cross sections in the low and intermediate energy regions

**Key words** improved Glauber theory, total reaction cross section, quantum effect, isospin effect

---

Received 27 December 2000

\* Supported by Major State Basic Research Development Program(G2000077400), One Hundred Persons Project of The Chinese Academy of Sciences, NSFC(10004012, 19775057, 19847002, 19775020) and Major Subject of The Chinese Academy of Sciences (KJ951-A1-410)