

晕核反应总截面和密度分布*

郭文军^{1,2} 姜焕清^{1,3} 刘建业^{1,2}

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 利用考虑了量子修正、库仑修正、核子-核子碰撞同位旋效应和假定有效原子核密度分布后得到的改进的 Glauber 理论, 计算了晕核与稳定核反应总截面, 研究了晕核结构对反应总截面的影响. 结果发现对于¹¹Be, ¹⁴Be 和 ¹¹Li 等入射核, 必须考虑它们的晕核结构和利用自由的核子-核子碰撞截面才能得到与实验符合的反应截面, 并可依据反应总截面来确定晕核的密度分布和均方半径等信息.

关键词 Glauber 理论 晕核结构 反应总截面

1 引言

远离稳定线, 尤其是接近质子滴线和中子滴线区原子核性质和结构的研究, 是当前人们最感兴趣的课题之一, 而放射性核束(RNB)的广泛应用又为滴线核的研究提供了最佳的实验手段, 所以近年来人们在滴线核区的研究取得了很大的进展. 这其中最具代表意义的当数晕核的发现. 晕核被认为具有特殊壳模型结构, 它通常被看作是一个稳定核的核芯和其周围与核芯松散结合的低密度准中子(质子)物质的组合体^[1-3]. 因此它的密度分布在空间有很大的弥散, 由测不准原理可知很大的空间分布导致很小的动量分布. 很小的中子(质子)分离能、很大的半径和很窄的内部运动动量分布并列为晕核的主要特征^[3]. 除了特殊的结构外, 晕核通常还具有超常的中质比或超常的同位旋量子数, 结果使得许多由稳定线附近核素的实验结果建立起来的理论模型在应用到晕核时发生了很大的困难. 这就要求我们建立新的理论模型或改进原有的理论模型来解释晕核以至于所有滴线核的一些新的物理现象.

从核反应总截面来推测未知核素的密度分布和均方根半径是目前研究远离 β 稳定线核, 特别是滴线核, 奇特结构性质的主要方法之一^[4]. 目前, Glauber 理论^[5-10]是将原子核反应总截面与核素密度分布联系起来的主要方法之一. Glauber 理论是在高能近似条件下

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础项目基金(KJ951-A1-410)资助

得到的包含多重散射的核子-核子的散射理论,它在高能时应用的非常成功^[6,11].但在低能条件下需要进行量子修正和库仑修正,对于远离 β 稳定线原子核,其同位旋效应的影响必须考虑,特别是将核子-核散射理论推广到核-核散射时需要考虑弹核的密度分布,从而引进了有效密度分布的概念,将高能核子-核散射推广到可以计算中、低能核-核散射的反应总截面.对于一系列稳定核-核反应总截面,其计算值与实验值都在百分之十几的精度内符合,这就说明修正的 Glauber 理论对于低能稳定核反应总截面的计算确实是可靠的^[4].

然而对于滴线核,特别是晕核,尚不清楚这种修改后的理论能否很好地描述它的奇特结构性质.本文将利用文献[4]给出的截面公式,计算晕核与稳定靶的反应总截面并通过与实验的比较来研究和确定晕核的密度分布和均方半径.

一项由日本(Tanihata 等人)和中国(兰州近物所和上海原子核所)核物理学家合作的晕核-稳定核反应总截面的研究将要在兰州重离子加速器放射性束装置上进行.为了给实验结果的分析提供可靠的理论依据,通过对反应总截面测量结果的分析得到晕核的结构性质和密度分布等的可靠信息,在对稳定核-稳定核反应总截面得到验证的基础上^[4],本文进一步计算晕核-稳定核反应总截面.通过与实验的比较,提取晕核密度分布和均方半径的信息,理论与实验比较表明,不考虑晕核的特殊晕结构就得不到与实验相符合的反应总截面.

2 修正的 Glauber 理论

Glauber 理论^[6]是在高能近似条件下建立的核子-核散射理论,可以将原子核密度分布与核子-核的反应总截面联系在一起.但是随着能量的降低,粒子波动性和库仑作用的影响逐渐增强,必须考虑量子修正和库仑修正.考虑以上修正后得到核子与靶核的反应总截面公式^[11-13]:

$$\sigma_{\text{Ri}}(E_0) = \left[\int d^2 b (1 - e^{-\sigma T(b)}) \right] \left\{ [1 + 1/(k_0 R_1)]^2 [1 - V_C(R_1)/E_0] \right\}, \quad (1)$$

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 为实验室系入射核子能量, R_1 为靶核的半径, $V_C(R_1)$ 是入射核子与靶核在 R_1 处的库仑作用能. σ 是自由核子-核子碰撞截面. b 是碰撞参数.

在核子-核的 Glauber 理论中,弹核被看作为点粒子.但在核-核碰撞中弹核与靶核可以比拟,具有密度分布,从而加大了反应总截面,为此引入了有效密度的概念

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

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

同时相应的在(1)式中核子-核子碰撞截面 σ 变为核子-靶核的碰撞截面 σ_{Ri} , 而 $T(b)$, R_1 , $V_C(R_1)$ 和 $1/k_0$ 分别被 $T_{\text{eff}}(b)$, 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. 从而得到核-核的反应总截面公式

$$\sigma_R(E) = \left[\int d^2 b (1 - e^{-\sigma_R T_{\text{eff}}(b)}) \right] \left\{ [1 + 1/(kR)]^2 [1 - V_C(R)/(A_p + A_t)E] \right\}, \quad (3)$$

$$\text{其中 } T_{\text{eff}}(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{\text{eff}}(b, z) dz = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{\text{eff}}(\sqrt{b^2 + z^2}) dz.$$

由于滴线附近晕核具有超常的中子质子比, 而且在较低能量下 ($< 300\text{MeV}$), 自由中子-质子碰撞截面 σ_{np} 约是中子-中子或质子-质子碰撞截面 σ_{nn} 或 σ_{pp} 的 3 倍^[14,15]. 这样在考虑了核子-核子散射中的同位旋效应的修正后, 反应总截面的计算公式变为

$$\sigma_R(E) = \left[\int d^2 b (1 - e^{-D(b)}) \right] \left\{ [1 + 1/(kR)]^2 [1 - V_C(R)/(A_p + A_t)E] \right\}, \quad (4)$$

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

$$\sigma_{Rin}(E_0) = \left[\int d^2 b (1 - e^{-D_n(b)}) \right] [1 + 1/(k_0 R_t)]^2, \quad (5)$$

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

$$\sigma_{Rip}(E_0) = \left[\int d^2 b (1 - e^{-D_p(b)}) \right] \left\{ [1 + 1/(k_0 R_t)]^2 [1 - V_C(R_t)/E_0] \right\}, \quad (6)$$

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

数, $V_C = \frac{Z_t Z_p e^2}{R_t}$, 在这里 Z_t 和 Z_p 分别是靶核和质子的电荷数.

$$\rho_{\text{eff}in}(R) = \frac{\int \rho_t(r)\rho_{pn}(R-r)d^3 r}{\int \rho_t(r)d^3 r}, \rho_{\text{eff}ip}(R) = \frac{\int \rho_t(r)\rho_{pp}(R-r)d^3 r}{\int \rho_t(R-r)d^3 r} \quad (7)$$

分别是弹核中子和弹核质子的有效密度分布. ρ_{in}, ρ_{ip} 和 ρ_{pn}, ρ_{pp} 分别为靶核和弹核的中子、质子密度分布. σ_{np}, σ_{nn} 和 σ_{pp} 分别是自由或者介质中中子-质子, 中子-中子和质子-质子碰撞截面.

3 晕核-稳定核的反应总截面和密度分布

3.1 晕核-稳定核的反应总截面

我们将利用截面公式(4)计算晕核与稳定核的反应总截面, 并通过与实验结果的比较, 提取和研究晕核的密度分布以及均方根半径. 首先用具有参数 NLSH 的相对论平均场 (RMF) 理论计算晕核炮弹和稳定靶核的密度分布, 然后由这些密度分布再计算晕核-稳定核的反应总截面, 与实验的比较表明, 理论计算得到的晕核密度分布不能给出满意的实验的晕核-核反应总截面. 按照文献[16]将晕核的密度分布分为核芯和晕中子(质子)的两个成分. 例如, 将 ^{11}Li 看作具有 ^9Li 的核芯和两个处于 $2s_{1/2}$ 的晕中子的结构, 相应地将 ^{11}Be 看作具有 ^{10}Be 的核芯和一个处于 $1d_{5/2}$ 的晕中子的结构, ^{14}Be 看作是具有 ^{12}Be 的核芯和两个处于 $2s_{1/2}$ 的晕中子的结构. 对于核芯的密度分布我们采用 RMF 理论计算得到密度 $\rho_c(r)$, 对于晕中子我们直接利用 RMF 理论计算 $2s_{1/2}$ 或 $1d_{5/2}$ 轨道的单中子密度分布 $\rho_{2s_{1/2}}(r)$ 或 $\rho_{1d_{5/2}}(r)$. 这样晕核密度分布为

$$\rho(r) = \rho_c(r) + N_h \rho_{2s_{1/2}}(r) \quad (\text{或 } \rho(r) = \rho_c(r) + N_h \rho_{1d_{5/2}}(r)), \quad (8)$$

其中 N_h 是晕中子数, 对于 ^{14}Be 而言 $\int \rho(r) d^3 r = 14$, $\int \rho_c(r) d^3 r = 12$, $\int \rho_{2s_{1/2}}(r) d^3 r = 1$, ^{11}Li 和 ^{11}Be 核与 ^{14}Be 类同.

有关晕核与稳定核反应总截面及相对误差 D 的计算结果列于表 1, 其中 σ_{exp} 是实验的晕核 - 稳定核反应总截面, σ_{free} 和 σ_{med} 分别是选用自由核子 - 核子碰撞截面和介质中核子 - 核子碰撞截面的反应总截面的计算值, 而 σ_{noiso} 是没有考虑核子 - 核子碰撞同位旋效应的反应总截面 (即 $\sigma_{np} = \sigma_{nn} = \sigma_{pp}$). 相对误差为

$$D_{\text{free}} = \frac{\sigma_{\text{free}} - \sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{exp}}}, D_{\text{noiso}} = \frac{\sigma_{\text{noiso}} - \sigma_{\text{free}}}{\sigma_{\text{free}}}, D_{\text{med}} = \frac{\sigma_{\text{med}} - \sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{exp}}}. \quad (9)$$

表 1 晕核与稳定核反应总截面的计算结果 (单位: mb)

	E_0/MeV	σ_{exp}	σ_{free}	D_{free}	δ_{noiso}	D_{noiso}	σ_{med}	D_{med}
$^{14}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	790	1109 ± 69	1104	- 0.45 %	1057	- 4.26 %	1284	15.78 %
$^{14}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	400	1063 ± 69	1103	3.76 %	1047	- 5.08 %	957	- 9.97 %
$^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$	790	1040 ± 60	925	- 11.06 %	887	- 4.11 %	1198	15.19 %
$^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$	400	959 ± 21	929	- 3.13 %	882	- 5.06 %	868	- 9.49 %
$^{11}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	790	942 ± 8	863	- 8.39 %	831	- 3.71 %	1002	6.37 %
$^{11}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	33	1560 ± 30	1654	6.03 %	1588	- 3.99 %	1334	- 14.49 %

实验数据来自参考文献 [8, 17—23].

从表 1 数据对比可以看出 $|D_{\text{free}}| < |D_{\text{med}}|$, 即选用自由核子 - 核子碰撞截面比介质中核子 - 核子碰撞截面好得多, 可在大约 10 % 以内与实验数据一致. 这与文献 [4] 中提到的在低能情况下稳定核 - 核反应过程中, 核子 - 核子的介质效应起主导作用明显不同, 其主要原因是晕核在表面区核子的密度很小、结合松散、分离能小, 同时核表面扩散大小也是影响核 - 核反应总截面的主要因素, 所以在晕核反应过程中, 核子 - 核子碰撞的介质效应很小, 可视为自由核子 - 核子碰撞, 它比考虑介质效应的反应总截面更加接近实验结果. 由 D_{noiso} 可知核子 - 核子碰撞的同位旋效应对晕核 - 稳定核反应总截面的影响在 4 %—5 % 左右, 但是随着能量的升高, 同位旋效应逐渐减小. 在我们的计算中, 对于 ^{11}Li 而言, 有晕结构和没有晕结构条件下对反应总截面的贡献大约 10 %. 而对于低能条件下的 ^{11}Be 而言, 晕结构修正约 8 %, 而量子修正约 74 %.

3.2 从反应总截面到晕核密度分布和均方半径

通过理论计算与实验的反应总截面的比较来确定晕核的密度分布, 如图 1 给出 3 种弹核 (即晕核 ^{14}Be , ^{11}Li 和 ^{11}Be) 的密度分布, 该密度分布是由 RMF 理论计算的核心密度分布 $\rho_c(r)$ 和晕中子的密度分布 $\rho_{2s_{1/2}}(r)$ 或 $\rho_{1d_{5/2}}(r)$ 之和构成的. 由图可以明显看出, 由于晕结构的存在, 密度分布具有晕中子所形成的尾巴. ^{14}Be 与 ^{11}Be 相比晕中子密度分布更厚一些. 在单粒子轨道上的几率分布也不相同. 本文只是考虑了晕中子在 $2s_{1/2}$ 或 $1d_{5/2}$ 轨道上的分布情况, 至于在其他轨道上的贡献等问题有待进一步研究.

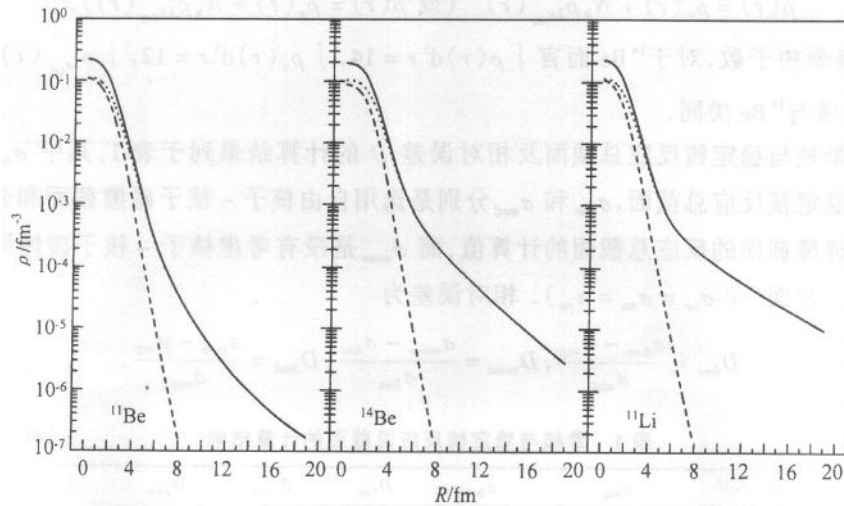


图 1 晕核 ^{14}Be , ^{11}Li 和 ^{11}Be 的质子(----), 中子(.....)和核素(——)的密度分布

从晕核与稳定核反应总截面的实验值倒过来还可以确定晕核的均方半径

$$R_{\text{rms}} = \langle r^2 \rangle^{1/2} = \left[\frac{\int r^2 \rho(r) d^3 r}{\int \rho(r) d^3 r} \right]^{1/2}, \quad (10)$$

这里 $\rho(r)$ 是晕核密度分布如(8)式所示. Be, C 和 Li 3 种核素同位素的均方半径作为中子数的函数列入图 2. 从图 2 可以明显看出 ^{11}Li , ^{14}Be 和 ^{11}Be 的均方半径比相邻核大得多, 而且 ^{14}Be 的均方半径比 ^{11}Be 大, 表明它们具有晕核结构. 而 ^{15}C 是否具有晕结构并不明显, 还有待进一步研究.

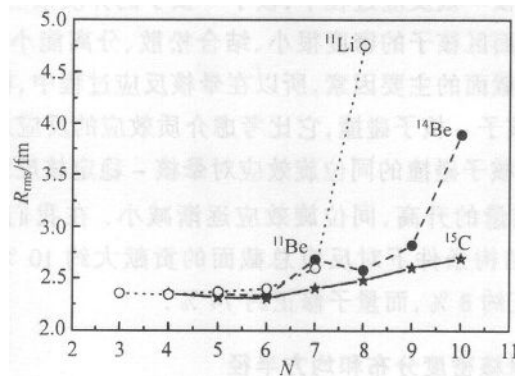


图 2 Be(●), C(★) 和 Li(○) 3 种核素同位素的均方半径

4 小结

我们采用经过量子修正、库仑修正和核子-核子碰撞同位旋修正及有效核密度分布

后的 Glauber 理论对晕核 - 稳定核碰撞进行了研究. 发现当晕核采用 RMF 理论计算正常密度分布和介质中的核子 - 核子碰撞截面时, 其反应总截面与实验符合得不好. 而当对晕核采用具有晕结构的密度分布和自由的核子 - 核子碰撞截面时, 计算的反应总截面能够与实验值较好地符合. 这样一方面证实了 ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$, ${}^{14}\text{Be}$ 等核具有特殊的反应机制和理论预言的晕结构, 另一方面证实了修正后的 Glauber 理论是可以用来计算晕核 - 稳定核反应总截面的. 通过理论计算值与实验值的比较可以判断一个核素是否具有晕中子(质子)的结构, 进而确定和提取关于晕核密度分布和均方半径等信息.

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老师和彭光雄老师对作者的耐心指导.

参考文献 (References)

- 1 Tosaka Y, Suzuki Y. Nucl. Phys., 1990, **A512**:46
- 2 Bertsch G F, Esbensen H. Ann of Phys., 1991, **209**:327
- 3 DING Da-Zhao, CHEN Yong-Shou, ZHANG Huan-Qiao. Progress of Nuclear Physics. Shanghai: Scientific & Technical Press, 1997. 407—423 (in Chinese)
(丁大钊, 陈永寿, 张焕乔. 原子核物理进展. 上海: 上海科学技术出版社, 1997. 407—423)
- 4 GUO Wen-Jun, JIANG Huan-Qing, LIU Jian-Ye. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2001, **25**(11):1092(in Chinese)
(郭文军, 姜焕清, 刘建业. 高能物理与核物理, 2001, **25**(11):1092)
- 5 Brittin W E et al. VI N. Y: Intersciences. 1959, 315
- 6 Glauber R J, Matthiae G. Nucl. Phys., 1970, **B21**:135—157
- 7 Ogawa Y, Yahana K, Suzuki Y. Nucl. Phys., 1992, **A54**:3722
- 8 FANG D Q, SHEN W Q et al. Chin. Phys. Lett., 2000, **V17**:655
- 9 MA Y G et al. Phys. Rev., 1993, **C48**:850
- 10 MA Y G et al. Phys. Lett., 1993, **B302**:386
- 11 Chiang H C, Hufner J. Nucl. Phys., 1980, **A349**:466—482
- 12 Simbel M H, Hufner J, Chiang H C. Phys. Lett., 1980, **B94**:11
- 13 Blatt J M, Weisskopf V F. Theoretical Nuclear Physics. New York: Wiley, 1963
- 14 Charagi S K, Gupta S K. Phys. Rev., 1990, **C41**:1610
- 15 Alkazzov G et al. Nucl. Phys., 1977, **A280**:365
- 16 Tanihata I et al. Phys. Lett., 1992, **B287**:307
- 17 Tanihata I et al. Phys. Lett., 1988, **B206**:592
- 18 Ozawa A, Tanihata I et al. Nucl. Phys., 1996, **A608**:63—76
- 19 Zahar M, Belbot M et al. Phys. Rev., 1994, **C49**:1540
- 20 Kox S et al. Phys. Rev., 1987, **C35**:1678
- 21 Tanihata I. Nucl. Phys., 1988, **A488**:113c
- 22 Tanihata I et al. Phys. Rev. Lett., 1985, **V55**:2676
- 23 Fukuda M et al. Phys. Lett., 1991, **B268**:339

Total Reaction Cross Section of Nucleus-Nucleus Collision and Density Distributions of Halo Nuclei *

GUO Wen-Jun^{1,2} JIANG Huan-Qing^{1,3} LIU Jian-Ye^{1,2}

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 The total reaction cross sections of some halo nuclei on the stable nucleus have been calculated by using improved Glauber theory, which includes quantum correction, Coulomb correction and isospin effects of nucleon-nucleon collision under the assumption of the effective nuclear density distribution. The effects of halo structure on the total reaction cross section of the halo nucleus on the stable nucleus have been investigated. It is found that one can get a satisfactory agreement between the calculation results and the experimental data after considering the halo structure of halo nuclei, such as ^{11}Be , ^{14}Be and ^{11}Li , which means the different mean fields for the halo nuclei and stable nuclei. Meanwhile it is clear that the medium correction for nucleon-nucleon collision has little effect on the total reaction cross sections induced by halo nuclei due to the very weak binding and quite thin density, which is quite different from the reactions induced by stable nuclei with salient medium corrections.

And then according to experimental total reaction cross section of halo nucleus on stable nucleus we have gotten the density distributions of halo nuclei ^{11}Be , ^{14}Be and ^{11}Li with a long tail of halo neutron distribution and root mean square (RMS) radii of them. It is obvious that the large RMS radii and extended density distribution in comparison with their neighborhood nuclei demonstrate that ^{11}Be , ^{14}Be and ^{11}Li are typical halo nuclei.

Key words Glauber theory, halo nucleus structure, total reaction cross section

Received 27 December, 2000

* Supported by Major State Basic Research Development Program (G2000077400), 100 Talent Programm of CAS NSFC (10004012, 19775057, 19847002, 19775020) and Major Subject of The Chinese Academy of Sciences (KJ951 - A1 - 410)