

中能区丰中子核反应总截面与中子过剩自由度的关系研究

王 柄 沈文庆 冯 军 诸永泰 冯恩普
(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

摘 要

发展了一个适用于计算中能区核反应总截面的修正微观模型, 讨论了中子皮厚度, 基态形变及与中子过剩自由度有关的核物质弥散度对核反应总截面的影响. 计算结果和现有实验数据的比较表明, 与中子过剩自由度有关的核物质弥散度是反应总截面随中子过剩增加而迅速增加的一个重要因素.

一、引 言

核反应总截面是核反应的最基本性质之一. 它的测量对于研究核的结构、核内核子的运动状态及相互作用的宏观性质有很重要的意义. 其中核反应总截面对核的大小最不敏感. 在中能区, 实验事实表明核反应总截面 σ_R 不是随能量的升高而趋于几何截面 πR_{int}^2 (R_{int} 为相互作用半径), 而是在每核子二十至三十 MeV 处达到峰值, 然后再随能量的升高而较快下降. Glauber 理论^[1]的光学极限和 Karol 的微观模型^[2]很好地解释了这种现象. 他们把这种中能区随能量升高而出现的核的透明性增加归结为以平均场为主的相互作用向以核子-核子相互作用为主转变的结果. Kox 在此基础上通过拟合实验数据给出了一个包含能量有关的透明项和体积重叠非对称项的总截面 σ_R 的参数化公式^[3], 它能够很好地给出 30—1000 MeV/u 能量范围内 β 稳定线附近核的总反应截面. 这个参数化公式不适用于低能, 我们发展了一个统一的总截面参数化公式^[4], 它能够很好地描述低能和中能区的核反应总截面. 但新近的一些实验^[5,6]和以前另外一些实验^[7]表明, 对于 $N - Z$ 比较大的核, σ_R 出现随 $N - Z$ 的反常增加, 用 Kox 的参数化公式提取的强吸收半径系数 r_0^2 随 $N - Z$ 出现增加的趋势(对 β 稳定线附近的核引起的反应 r_0^2 为常数). 这种实验现象引起了很大的兴趣, 一些作者提出中子皮、形变、中子分布的长尾巴都是可能的因素, 但未见计算结果和深入的分析, 可以说至今对此问题仍未给出很好的解释. 我们在小液滴模型的基础上对 Karol 微观模型进行了修正, 简称修正微观模型, 并用此模型对丰中子核引起的核反应中的中子皮、基态形变及核表面弥散度对 σ_R 的作用分别进行了分析, 发现中子皮、形变不能解释 σ_R 与 $N - Z$ 自由度的依赖关系. 如果认为

中子弥散度随中子过剩数 $N - Z$ 增加而增加, 则能够解释这种实验现象, 这个结论还需要进一步的实验来证实.

由于中能碎裂反应比较容易产生远离 β 稳定线的核素, 随着中能加速器的建成和次级束流传输线的发展, 将会给出有关丰中子、丰质子核反应更精确、更系统的实验数据, 这将有助于从理论上更深入地探讨奇异核的结构和核反应的性质. 本文也将给出有关这类实验的预言的计算结果.

二、中能区核反应总截面的微观模型和参数化公式

Karol 基于 Fernbach, Serber 和 Taylor 的半经典光学模型^[1], 认为核物质的分布是有一定表面弥散度的分布, 其中假定中子和质子具有相同的分布, 核-核碰撞的相互作用起因于两核几何重叠区的核子-核子相互作用, 发展了一个描述中高能区核反应总截面的微观模型^[2]. 在采用“表面归一”高斯分布的核物质分布形式等近似条件下, 可得到简化公式:

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

$$T(b) = \exp \left[- \frac{\pi^2 \bar{\sigma} \rho_T(0) \rho_P(0) Q_T^2 a_P^3}{Q_T^2 + Q_P^2} \exp \left(- \frac{b^2}{a_T^2 + a_P^2} \right) \right], \quad (2)$$

其中, $\bar{\sigma}$ 为平均核子-核子作用截面, 由下式给出:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}(E) = & \left[\left(\frac{Z_T}{A_T} \right) \left(\frac{Z_P}{A_P} \right) + \left(\frac{N_T}{A_T} \right) \left(\frac{N_P}{A_P} \right) \right] \sigma_{ii}(E) + \left[\left(\frac{Z_T}{A_T} \right) \left(\frac{N_P}{A_P} \right) \right. \\ & \left. + \left(\frac{Z_P}{A_P} \right) \left(\frac{N_T}{A_T} \right) \right] \sigma_{ij}(E), \end{aligned} \quad (3)$$

σ_{ii} 和 σ_{ij} 分别表示 P-P(n-n) 或 P-n 作用截面^[3], $\rho_T(0)$ 、 a_T 、 $\rho_P(0)$ 、 a_P 分别为靶核和弹核表面分布在采用“表面归一”高斯分布 $\rho(R) = \rho(0)e^{-(R/a)^2}$ 时所用的参数.

该模型说明, 半密度半径以内的核子分布形式并不会对总的反应截面有很大影响, 当碰撞参数 b 大于两核半密度半径之和时, 则穿透系数 $1 - T(b)$ 决定于重叠区的核物质表面分布状况. 该模型对 β 稳定线附近中轻系统核反应总截面给出了很好的描述^[6], 其中所用的核物质分布参数为实验给定的值.

Kox 等人在微观模型的基础上, 通过拟合大量的实验数据, 得到了一个参数化公式:

$$\sigma_R(E) = \pi r_0^2 \left(A_P^{1/3} + A_T^{1/3} + a \frac{A_P^{1/3} A_T^{1/3}}{A_P^{1/3} + A_T^{1/3}} - c(E) \right)^2 \left(1 - \frac{B_c}{E_{cm}} \right), \quad (4)$$

其中 $a \frac{A_P^{1/3} A_T^{1/3}}{A_P^{1/3} + A_T^{1/3}}$ 为非对称项, 它表征对于给定的 $(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ 体积重叠的增加正比于 $A_P^{1/3} A_T^{1/3}$; $C(E)$ 为透明项, 它表征随着能量的增加, 对碰撞参数 b 变得透明的区域的厚度随能量的变化; $B_c = \frac{Z_P Z_T e^2}{1.3(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})}$; a 、 c 、 r_0 等参量如表 1 所示:

该参数化公式能很好地给出 30—900 MeV/u 能区的 β 稳定线上的核引起的反应的总截面, 但对于丰中子核引起的反应^[5], 用实验 σ_R 值通过公式(4)提取的 r_0^2 不再是常数, 而是随 $N - Z$ 的增加而强烈增加的; 对 $N - Z$ 较大的稳定核如 $^{54,56,58}\text{Fe}$ 、 $^{58,60,64}\text{Ni}$ 、

表 1 公式(4)中各参量随能量的变化关系

$E_{lab}(\text{MeV/u})$	$r_0(\text{fm})$	a	c
30	1.05	1.9	0.6
83	1.05	1.9	1.4
600—900	1.05	1.9	1.9

$^{64,66,68}\text{Zn}$ 引起的核反应^[6,7], 提取的 r_0^2 随 $N-Z$ 也有同样的变化. 因为 Karol 微观模型中采用中子和质子具有相同分布的假设, 从而忽略了 N 、 Z 不对称的信息, 不能用于解释与 $N-Z$ 自由度有关的现象. 本文中我们对此模型进行了修改, 引入了中子和质子不同的分布, 发展了一个修正微观模型. 该模型能够体现核反应过程中中子和质子不同的表面分布对核反应总截面的影响, 可以用于描述远离 β 稳定线的核引起的反应.

三、考虑中子和质子分布不同的修正微观模型

中能区的核反应以核子-核子相互作用为主, 核表面核子分布的密度和中子质子分布的差异对核反应总截面影响很大. 核反应模型必须能反映中子和质子在核表面分布的细致情况. 我们在 Karol 模型的基础上, 用小液滴模型^[10] 引入了核内质子和中子的不同分布, 靶核中的质子和弹核中的质子、中子及靶核中的中子和弹核中的质子、中子的相互作用分别考虑, 并进行了库仑修正, 得到了一个描述核反应总截面的修正微观模型. 在采用表面归一的高斯分布作为中子和质子分布等近似条件下, 该模型给出:

$$T(b) = \exp\left\{-\pi^2 \sum_{i=n,z} \sum_{j=n,z} \frac{\sigma_{ij} \rho_{Ti}(0) \rho_{Pj}(0) a_{Ti}^3 a_{Pj}^3}{(a_{Ti}^2 + a_{Pj}^2)} \exp[-b'^2/(a_{Ti}^2 + a_{Pj}^2)]\right\}, \quad (5)$$

$$\begin{cases} b' = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_{cm}} \left\{ 1 + \left[1 + \left(\frac{2E_{cm}}{Z_1 Z_2 e^2} b \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}, & \text{带电粒子入射} \\ b' = b, & \text{中子入射} \end{cases} \quad (6)$$

其中脚标 T 、 P 分别表示靶核和弹核; $i = n, z$, $j = n, z$ 表示靶核或弹核中的中子和质子; $\rho_{Tn,z}(0)$, $\rho_{Pn,z}(0)$, $a_{Tn,z}$, $a_{Pn,z}$ 分别表示靶核或弹核中中子或质子“表面归一”高斯分布中的参数. 该分布为:

$$\begin{cases} \rho_{Ti}(R) = \rho_{Ti}(0) e^{-(R/a_{Ti})^2}, & (i = n, z) \\ \rho_{Pi}(R) = \rho_{Pi}(0) e^{-(R/a_{Pi})^2}, & (i = n, z) \end{cases} \quad (7)$$

核物质的分布在 $A \leq 10$ 时取高斯分布, $A > 10$ 时取两参数 Fermi 分布:

$$\rho_i(R) = \rho_{0i} \frac{1}{1 + \exp[(r - c_i)/(t_i/4.4)]}, \quad i = n, z \quad (8)$$

其中

$$\rho_{0n} = \frac{3N}{4\pi c_n^3 [1 + (\pi^2 t_n^2 / 19.36 c_n^2)]}, \quad \rho_{0z} = \frac{3Z}{4\pi c_z^3 [1 + (\pi^2 t_z^2 / 19.36 c_z^2)]}.$$

c_n 、 c_z 分别为中子、质子分布的半密度半径, t_n 、 t_z 分别为中子、质子分布的表面弥散度.

对 $A > 10$ 的核(7)式中的参数由(8)式所表示的 Fermi 分布在表面 $R = c$ 和

$R = c + \frac{t}{2}$ 处归一为高斯分布来确定:

$$a_i^2 = \frac{4c_i t_i + t_i^2}{k}, \quad (i = n, z) \quad (9)$$

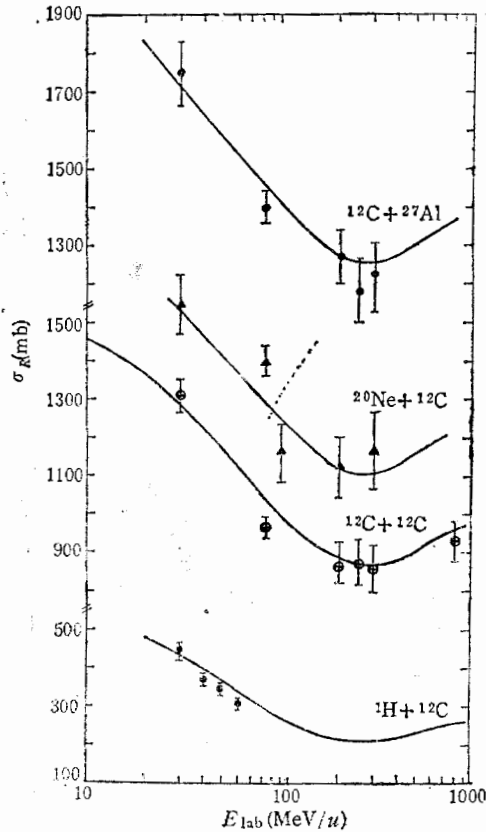


图1 用修正微观模型对 $H + {}^{12}C, {}^{12}C + {}^{12}C, {}^{12}C + {}^{27}Al, {}^{20}Ne + {}^{12}C$ 计算总反应截面和实验结果比较. 其中H的核物质分布用 $R_{cm} = 0.85\text{fm}$ 的高斯分布. 实验点取自参考文献[3,6,7].

对稳定核的电荷分布,实验事实证明 t_z 基本上为一恒定值 $t_z = 2.4\text{fm}$. $\bar{\delta}$ 、 ε 与有关参数由参考文献[11]、[12]提供. 对于变形核表面可用勒让德多项式展开来表示^[13].

对 $A \leq 10$ 的核,小液滴模型不再适用. 核物质高斯分布的参数可用实验 R_{rm} 半径(均方根半径)数值确定. 但对于奇异核 R_{rm} 半径的实验数值比较少,而且中子质子分布差别很大,壳效应的影响也比较大,该模型不能适用.

用以上方法得到的修正微观模型可以很方便地考察中子皮厚度、形变及弥散度的变化对核反应总截面的影响.

如图1所示,我们用修正微观模型对 $H + {}^{12}C, {}^{12}C + {}^{12}C, {}^{12}C + {}^{27}Al, {}^{20}Ne + {}^{12}C$ 等 N 、 Z 值相近的核引起的反应作了计算. 计算中未考虑形变、而且认为这些稳定核中子分布的表面弥散度和质子分布的一样,都为常数. 从计算结果可以看出修正后的微观模型能很好地再现实验数据,而且和微观模型中采用实验 R_{rm} 半径得到的结果^[6,14]一致.

$$\rho_n(0) = \frac{3N \exp(c_n/a_n)^2}{8\pi c_n^3 [1 + (\pi^2 t_n^2/19.36c_n^2)]^2}, \quad (10)$$

$$\rho_z(0) = \frac{3Z \exp(c_z/a_z)^2}{8\pi c_z^3 [1 + (\pi^2 t_z^2/19.36c_z^2)]^2},$$

参数 $c_{n,z}$ 、 $t_{n,z}$ 由小液滴模型给出的下列公式确定:

$$R = r_0 A^{1/3} (1 + \varepsilon), \quad \text{等效核物质分布锐半径} \quad (11)$$

$$d = \frac{2}{3} \left(\frac{N-Z}{A} - \bar{\delta} \right) R, \quad \text{中子皮厚度} \quad (12)$$

$$\begin{cases} R_N = R + (N/A) \cdot d, \\ \text{中子分布锐半径} \\ R_z = R - (Z/A) \cdot d, \\ \text{质子分布锐半径} \end{cases} \quad (13)$$

$$\begin{cases} C_N = R_N [1 - (b_n/R_N)^2 + \dots], \\ \text{中子分布半密度半径} \\ C_z = R_z [1 - (b_z/R_z)^2 + \dots], \\ \text{质子分布半密度半径} \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{cases} b_n = 0.413 t_n, \\ b_z = 0.413 t_z. \end{cases} \quad (15)$$

四、计算结果

首先考虑中子皮对丰中子核的反应截面的影响. 按小液滴模型的预言, 核内中子数比质子数多到一定程度时中子分布锐半径会大于质子分布锐半径, 即在核的表面出现“中子皮”, 中子皮的厚度和中子相对过剩 $(N - Z)/A$ 成线性增加的关系. 由于核反应透明性主要决定于核的表面, 且中能区 $\sigma_{np} = 3\sigma_{nn} = 3\sigma_{pp}$, 所以有可能出现反应截面随 $N - Z$ 增加的现象. 用通过计算得到的 σ_R 值通过公式(4)来提取 r_0^2 , 考察 r_0^2 随 $N - Z$ 的变化关系, 可以定量地、系统地反映反应截面和中子过剩自由度的关系. 图 2 是在认为弥散度恒定 ($b_s = b_n \approx 1\text{fm}$)、不考虑形变、只考虑中子与质子分布不同得到的结果. 从图中可以看到, 对于质子入射的情况, $N - Z$ 从 2 变到 8 时 r_0^2 有 2.4% 的增加, 这说明中子皮有一定影响, 但远不足以解释实验给出的迅速增加的现象.

对于其他核反应的情况, 计算的 r_0^2 不随 $N - Z$ 增加. 这说明小液滴模型预言的中子皮不是 r_0^2 随 $N - Z$ 增加的主要原因.

核的基态形变是一个应该考虑的因素. 核形变能引起核 R_m , 半径增加^[13]. 在反应中可以将形变核等效为具有同样 R_m , 半径的球形核. 在只考虑四级形变 (形变参量由 P. Möller 提供^[15])、且核的弥散固定为 $b \approx 1\text{fm}$ 时, 计算得到如图 3 所示的结果. 结果表明对形变较大的核 r_0^2 比不考虑形变 (如图 2 的计算结果所示) 时有比较大的增加, 但比实验给出的增加要小得多. 而且形变和 $N - Z$ 没有直接的依赖关系, 它主要决定于 N 和 Z 离幻数的相对位置. 所以基态形变不能解释 r_0^2 随 $N - Z$ 增加的现象.

我们认为在中子过剩增大时, 中子的分布在表面会出现长尾巴, 即中子弥散度增加.

在小液滴模型的基础上, 保持核的中子、质子分布的锐半径不变, 保持电荷分布弥散不变, 即保证核内核物质密度、基态质量等性质和小液滴模型基本一致的前提下, 认为中

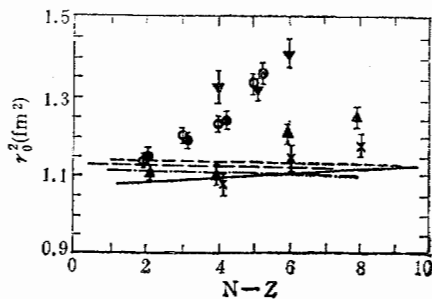


图 2 修正微观模型中只考虑中子和质子分布不同的 σ_R 计算值通过公式(4)提取的 r_0^2 随 $N - Z$ 的变化关系和实验结果比较. 线为计算值, 符号为实验值: (O, ---) $^{16-18}\text{N} + ^{28}\text{Si}$ (▲, -) $^{18-21}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, (x, ---) $^{12}\text{C} + ^{62-68}\text{Zn}$, (▽, -.-) $^{26-28}\text{Na} + ^{28}\text{Si}$. 实验点取自参考文献[5, 6, 7].

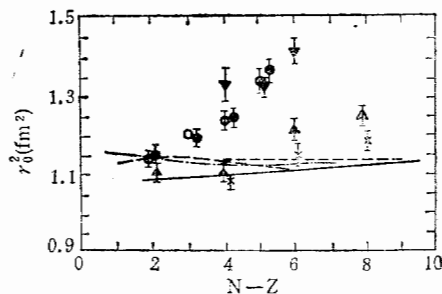


图 3 修正微观模型中考虑基态形变的计算结果和实验比较. 图中(—)代表 $^{20-23}\text{F} + ^{28}\text{Si}$ 的计算值, 其他记号和图 2 中代表的意义相同.

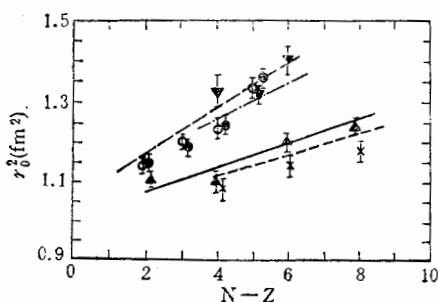


图4 修正微观模型中考虑中子分布弥散度按公式(16)随 $N-Z$ 变化时得到的计算结果和实验值比较。各符号的意义和图2相同。

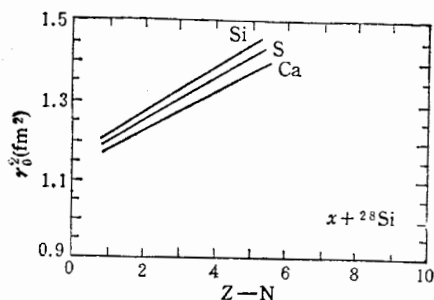


图5 修正微观模型中引入质子分布弥散度随 $Z-N$ 增加而增加的核物质分布对丰质子核引起的反应所做的计算。详见正文。

子分布的表面弥散度随 $N-Z$ 增加而增加。这样可以解释 r_n^2 随 $N-Z$ 增加而增加的现象。

用修正微观模型,使(8)式中的 r_n 随 $N-Z$ 增加:

$$r_n = r_0 + k_n \left(\frac{N-Z}{A} - I_\beta \right), \quad (16)$$

其中 $r_0 = 2.4\text{fm}$, 为稳定核的电荷分布表面弥散度。 I_β 为 β 稳定谷内的 $(N-Z)/A$ 值, k_n 为拟合参数。当取 $k_n = 10.0$ 时,计算结果和实验结果能很好拟合,见图4。

我们对丰中子核的质子分布弥散变化也作了考虑,计算表明在中能区丰中子核的反应截面对中子分布弥散的变化比质子分布弥散的变化要灵敏得多,在高中能区则对二者的灵敏程度一样。所以中能区的现有数据无法给出质子分布弥散度是否变化的任何信息。中子和质子分布的弥散度和中子过剩自由度究竟有什么样的依赖关系,还需要进一步的实验和深入的理论研究。

由于核内质子和中子存在着对称性,按上面的假设对丰质子的核也应存在质子分布的弥散度随 $Z-N$ 增加而增加的规律。如果丰质子核的弥散按 $r_z = r_0 + k_z \left(\frac{Z-N}{A} + I_\beta \right)$ 变化且 $k_z = k_n$ 时,对丰质子核引起的反应可作如图5所示的预言。这种变化趋势有待于进一步的实验证实。

五、讨 论

σ_R 和中子过剩自由度的关系是一个未从理论上解决的问题,需要更系统、更精确的实验测量和深入的理论研究。从以上的结论可以看出,基态形变不能解释实验给出的 σ_R 随 $N-Z$ 变化的现象。本工作中未考虑动力学形变的作用,在中能区可能影响不大,但还需要进一步的深入计算。通过计算还给出,小液滴模型预言的中子皮也不足以解释这种现象,而如果假定丰中子核的中子分布弥散度随 $N-Z$ 增加而增加,则能够解释这种

现象, 这假设需要可靠的实验事实来作进一步的检验。

参 考 文 献

- [1] R. J. Glauber, Lectures on Theoretical Physics (Interscience, New York, 1959).
- [2] P. J. Karol et al., *Phys. Rev.*, **C11**(1975), 1203.
- [3] S. Kox et al. *Nucl. Phys.*, **A420**(1984), 162.
- [4] 冯军, 沈文庆, 王柄, 诸永泰, 冯恩普, 反应总截面参数化计算, 高能物理与核物理, 待发表.
- [5] GANIL Report 87-07, (1987).
- [6] S. Kox et al., *Phys. Rev.*, **C35**(1987), 1678.
- [7] J. H. Menet et al., *Phys. Rev.*, **C4**(1971), 1114.
- [8] S. Fernbach et al., *Phys. Rev.*, **75**(1949), 1352.
- [9] G. Alkhozov et al., *Nucl. Phys.*, **A280**(1977), 369.
- [10] W. D. Myers et al., *Ann. Phys.*, **55**(1969), 395.
- [11] W. D. Myers et al., *Ann. Phys.*, **84**(1974), 186.
- [12] D. Berdichevsky, *Z. Phys.*, **A322**(1985), 141.
- [13] W. D. Myers et al., *Nucl. Phys.*, **A410**(1983), 61.
- [14] S. Kox et al., *Phys. Lett.*, **159B**(1985), 15.
- [15] P. Moller, Private communication.
- [16] W. D. Myers et al., *Nucl. Phys.*, **A366**(1980), 267.

THE NEUTRON EXCESS DEPENDENCE OF TOTAL REACTION CROSS SECTION IN THE INTERMEDIATE ENERGY DOMAIN

WANG BING SHEN WENQING FENG JUN ZHU YONGTAI FENG ENPU

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)

ABSTRACT

A modified microscopic model for calculating the total reaction cross section in the intermediate energy domain is given, the effects of neutron skin, ground state deformation and surface diffusion of the nuclear matter distribution is discussed quantitatively. The experimental data and the calculated results show that the surface diffusion of the nuclear matter distribution which was assumed to be dependent on the neutron excess is a important factor for the rapid increase of the total reaction cross section induced by neutron-rich nuclei.