

中能质子在重核上的反应机制研究*

樊胜^{1,2} 李祝霞²⁻⁴

1(北京大学技术物理系 北京 100871)

2(中国原子能科学研究院核物理研究所 北京 102413)

3(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

4(中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

摘要 利用量子分子动力学分析中能质子轰击薄靶的物理过程研究结果表明,当入射质子能量小于1.5GeV时,主要是直接、级联和蒸发3个过程的竞争和转化. 3个反应过程相应的时间区间分别小于30fm/c, 30—100fm/c和大于100fm/c. 量子分子动力学分析(p, xn)反应的双微分截面能较好地再现实验数据.

关键词 量子分子动力学 中能质子 反应机制

1 引言

近几年来,利用中能质子加速器驱动次临界反应堆系统(ADS)来产生能量和废物嬗变是一个研究热点. ADS由加速器、散裂中子靶和次临界反应堆组成,其中散裂中子靶是联系加速器和次临界反应堆的重要环节.

中能质子轰击重靶,其物理过程主要是靶内的核微观反应过程和核外宏观输运过程. HETC^[1], LAHET^[2], SHIELD^[3]等程序可以进行这方面的研究. 这些程序计算的结果之间存在着较大的分歧,且与薄靶 $p + {}^{90}\text{Zr}$, $p + {}^{208}\text{Pb}$ 的基准实验结果严重矛盾. 因此,中能质子和靶的相互作用应主要归结为微观反应过程,可通过微观的理论模型计算.

近年来,量子分子动力学(QMD)^[4-7]理论在研究中、高能重离子核反应中已取得了很大的成功. 利用QMD来研究(p, xn)和(p, xp)反应的双微分截面,首先是由Peilert等完成的^[7]. Koji Niita^[8-10]等利用QMD,并考虑了统计衰变过程(SDM),认为质子入射经过一定的时间后,仍具有较高激发能的余核和碎块通过蒸发粒子退激^[8].

我们的工作^[11,12]与Niita的不同,没有人为地引进时间参数 t ,而是更严格地处理初始核,然后延伸QMD的计算时间,直至余核不再发射粒子为止. 在这一过程中,利用QMD自治地再现级联和统计过程.²⁰⁸Pb是ADS考虑的主要靶材. 本工作研究了入射能量

1999-04-02 收稿,1999-11-14 收修改稿

* 国家自然科学基金资助(19675067)

为 320MeV—1.5GeV 的质子轰击²⁰⁸Pb 的反应机制, QMD 计算(p, xn)反应的双微分截面很好地再现了实验数据.

2 QMD 模型

QMD 模型中^[4-6], 每一个核子用一个高斯型波包来描写, 对任一核子 i , 其波函数为

$$\phi_i = \frac{1}{(2\pi L)^{3/2}} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)^2}{2L} + \frac{i}{\hbar} \mathbf{r} \cdot \mathbf{p} \right], \quad (1)$$

相空间分布函数为

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \sum_i f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (2)$$

其中

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \exp \left\{ -(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))^2/2L - (\mathbf{p} - \mathbf{p}_i(t))^2/2\sigma \right\}, \quad (3)$$

式中 L 和 σ 分别为坐标空间和动量空间的分布宽度, 坐标分布宽度 Δx 和动量分布宽度 Δp_x , 满足测不准关系.

波包的中心位置 $\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i$ 按正则方程传播

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i}, \quad \dot{\mathbf{p}} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i},$$

式中 $H = E + V$ 为哈密顿量, 相互作用为^[5]

$$V = V^{\text{kc}} + V^{\text{Yuk}} + V^{\text{Coul}} + V^{\text{MDI}} + V^{\text{Pauli}} + V^{\text{Sym}}, \quad (5)$$

$$V^{\text{kc}} = t_1 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + t_2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3), \quad (6)$$

$$V^{\text{Yuk}} = t_3 \frac{\exp\{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|/L\}}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}, \quad (7)$$

$$V^{\text{Coul}} = \frac{1}{4} \frac{e^2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} (c_i + 1)(c_j + 1), \quad (8)$$

$$V^{\text{MDI}} = t_4 \ln^2 [t_5 (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2 + 1] \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (9)$$

$$V^{\text{Sym}} = C_s c_i c_j \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (10)$$

$$V^{\text{Pauli}} = \nu_p \left(\frac{\hbar}{p_0 q_0} \right)^3 \exp\{-(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2/2q_0^2\} \exp\{-(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2/2p_0^2\}, \quad (11)$$

式中 $t_1 \cdots t_5$ 是参数; C_s 是对称能系数, 本工作取为 34MeV; 参数 C_i 对于质子为 1, 中子为 -1; ν_p, p_0, q_0 是 Pauli 势参数.

在本工作中, 两体碰撞的截面采用 Niita^[8] 利用实验数据拟合得到的参数化公式.

碰撞前静止的靶核内核子的位置、动量的初始化是非常重要的. QMD 计算之前, 初始化好的靶核应保持稳定, 接近“真实”的基态核, 即靶核的核子密度、动量分布、平均结合能、均方根半径以及核子密度随时间的演化在一定的时间内保持稳定.

初始化好的靶核²⁰⁸Pb, 在 0—300fm/c 的时间区间内, 平均结合能在 7.5—9.0MeV 之间平滑的变化, 均方根半径在 5.4fm 上下涨落. 涨落的原因是初始化好了的靶核并不一

定完全是激发能为零的基态核,可能仍具有较小的激发能. 因此涨落是合理的.

图 1 给出了初始化好了的靶核的核子密度分布随时间的演化. 可以看出,在 $t = 0 \text{ fm}/c$ 的时刻, QMD 模型计算的结果和经验公式的结果符合得较好. 在 t 为 $0-300 \text{ fm}/c$ 的时间区间内,核子密度分布始终保持较为平滑的变化,即在 $t = 0 \text{ fm}/c$ 时刻的核子密度分布和在 $t = 300 \text{ fm}/c$ 时刻的分布基本上保持一致. 这说明已初始化好的核很接近“真实”的基态核.

由于初始化条件的严格限制,因而挑选初始化核的计算量较大. 局限于计算机 CPU 的限制,我们从 10000 个靶核中挑选出了 20 个符合要求的靶核,储存起来用于 QMD 的计算. 在本工作中,计算的事件数目是 1000 个.

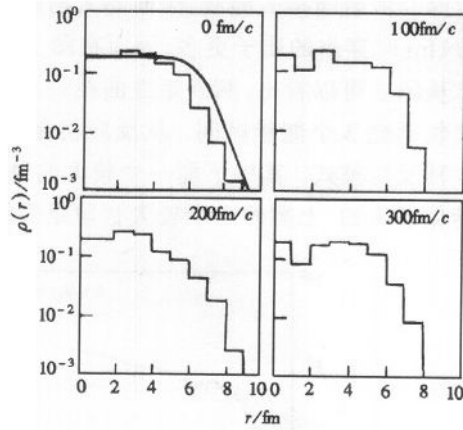


图 1 初始化靶核的核子密度分布随时间的演化
折线是 QMD 计算的结果,曲线是利用经验公式
计算的结果^[13].

3 反应机制分析

图 2 给出了 590 MeV 入射质子 $p + {}^{208}\text{Pb}$, 碰撞参数 b 分别为 $0.1, 6 \text{ fm}$ 的出射粒子的能谱. 可以看出,中子出射能谱在 $E > 20 \text{ MeV}$ 以后一直平滑的下降,而出射质子的能谱,在 $E < 150 \text{ MeV}$ 区间的形状和出射中子的能谱的形状接近,在 $E > 150 \text{ MeV}$ 的能区,出射质子能谱有一个较大高能峰型硬尾,明显不同于出射中子能谱. 出射质子有两部分,其中一部分是靶核内的质子从核内激发出来,能量较小;另一部分是入射质子损失部分能量直接穿过靶核,出射质子能量较高. 图中出射质子能谱的高能峰型硬尾即是这一部分质子的贡献. 和图 2(b)比较,可以发现,在碰撞参数 $b = 0.1 \text{ fm}$ 的出射粒子能谱和 $b = 6 \text{ fm}$ 的出射粒子的能谱在 $E < 400 \text{ MeV}$ 的区间是很相似的. 但是, $b = 6 \text{ fm}$ 的粒子出射能谱在 $E = 500 \text{ MeV}$ 的地方出现一个很大的高能峰型硬尾. 这主要是在 $b = 6 \text{ fm}$ 时,碰撞基本上发生在核的边缘,高能质子比较容易穿出靶核,较少与核内核子发生碰撞,主要是与核子

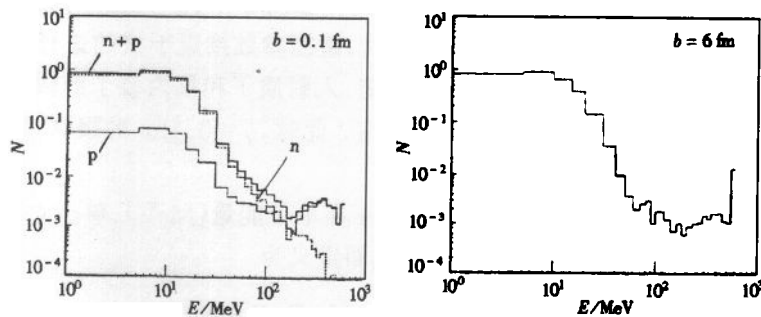


图 2 590 MeV 入射质子 $p + {}^{208}\text{Pb}$ 出射粒子的能谱

发生库仑散射而损失能量,因而当入射质子穿出核外后,仍具有较高的能量, $b = 6\text{fm}$ 比 $b = 0.1\text{fm}$ 时穿出的质子更多,因而在图 2(b)中出现一个不同于图 2(a)的高能峰型硬尾.

从图 2 可以看出,两条矩形曲线被两个较大的台阶分为 3 个部分,分别对应于高能、中能和低能 3 个能量区间. 从反应机制上分析它们应该分别对应于直接、级联和蒸发过程 3 种反应模式. 其中下面一个较大的台阶是由于直接过程和级联过程之间的相互竞争与转化形成的,上面的一个较大台阶是由级联过程和蒸发过程的竞争和转化形成的.

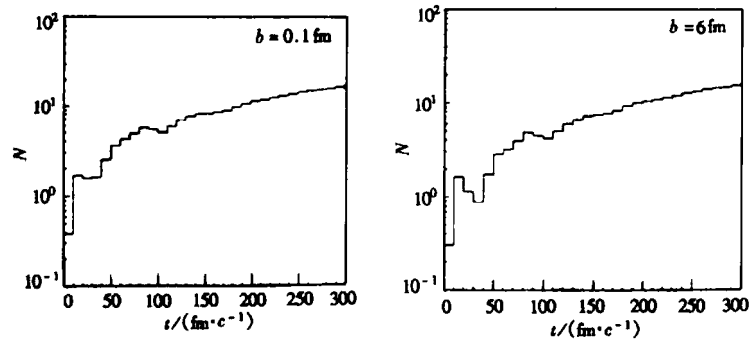


图 3 590MeV 质子 $p + {}^{208}\text{Pb}$ 出射粒子数随时间的变化

图 3 是 590MeV 入射质子 $p + {}^{208}\text{Pb}$, 碰撞参数 b 分别为 0.1, 6fm 的出射粒子数随时间的变化. 从图中可以看出, 碰撞参数 b 分别为 0.1, 6fm 的曲线, 被两个非常明显的“谷”分为三部分, 这和出射核子能谱的分析一样, 这三部分分别对应于高能、中能和低能, 直接、级联和蒸发过程 3 个反应模式. 从图中发现, 直接与级联的竞争和转化过程发生在 20—40fm/c, 而级联与蒸发的竞争和转化过程发生在 100—130fm/c. S. Chiba 通过对中、高能质子 $p + {}^{56}\text{Fe}$ 的核反应的两个碰撞核子在质心系的平均动能^[10]的研究, 得出直接和级联的竞争和转化发生在 20—30fm/c. 这一点与我们得出的结论是很接近的. 同时 Niita 利用 QMD + SDM 理论, 通过对实验测量数据的拟合, 得到级联和蒸发过程的竞争和转化发生在 100—150fm/c^[8]. Niita 的参量化的时间开关 t 与我们此处所做的 QMD 统一的粒子跟踪计算得到的结论一致.

在图 2 中, 出射粒子能量在 $30\text{MeV} < E < 150\text{MeV}$ 的区间, $b = 6\text{fm}$ 的出射粒子能谱比 $b = 0.1\text{fm}$ 的出射粒子能谱下降得快一些, 即在这一能量区间, $b = 0.1\text{fm}$ 时的出射粒子数目比 $b = 6\text{fm}$ 时的出射粒子数目多一些. 同样在图 3 中, $b = 6\text{fm}$ 的曲线中的第一个谷比 $b = 0.1\text{fm}$ 的深一些. 这是因为 $b = 6\text{fm}$ 时, 碰撞参数接近于核的边缘 (对于 ${}^{208}\text{Pb}$, 核的半径约为 6.7fm), 核子密度很小, 核子较稀疏, 入射质子和核内核子的碰撞机会相对于 $b = 0.1\text{fm}$ 时要少得多, $b = 6\text{fm}$ 时发生擦边反应. 此时, $b = 0.1\text{fm}$ 的级联过程比 $b = 6\text{fm}$ 的级联过程显著得多.

定义 $g(b, E, \Omega)$ 为碰撞参数 b , 每一个质子在单位能量 (MeV)、单位立体角 (sr) 内的出射中子的多重数, 则 (p, xn) 反应的双微分截面定义为

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \int_0^{b_{\max}} 2\pi b g(b, E, \Omega) db, \quad (12)$$

式中 b_{\max} 为最大的碰撞参数. 质子轰击靶核 ${}^{208}\text{Pb}$ 的 b_{\max} 取为 9fm. 在 $0 - b_{\max}$ 的范围内,

碰撞参数的取值在 0—5fm 之间可以取得稀一些,而在 5—9fm 的范围内,碰撞参数的取值密集一些.

图 4 给出了 QMD 计算的 1.5GeV 的质子轰击 ^{208}Pb 的 (p, xn) 反应的双微分截面^[11]和实验数据^[14,15]的比较. QMD 计算结果很好地再现了实验数据. 图 5 给出了 QMD 和 HETC^[15,16] 计算的结果和实验数据的比较, QMD 计算结果明显的好于 HETC.

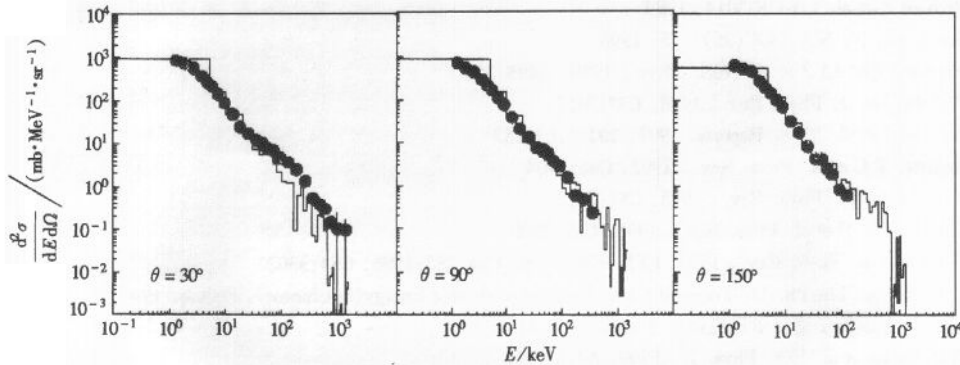


图 4 QMD 计算的 1.5GeV $p + ^{208}\text{Pb}$ 的 (p, xn) 双微分截面与实验的比较

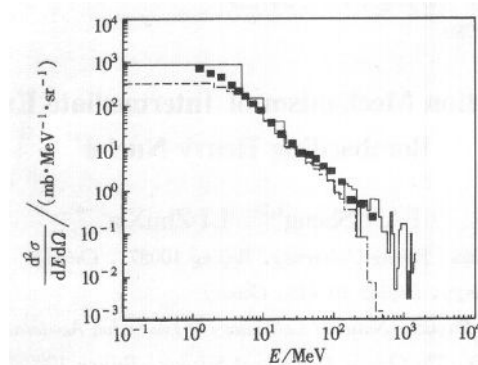


图 5 QMD 与 HETC 计算结果和实验数据的比较
—QMD, --- HETC, ■ Ishibashi.

4 结论和讨论

作为 QMD 计算输入的初始数据,靶核的初始化是一个重要环节. 我们对靶核 ^{208}Pb 的初始化进行了详细的分析. 对初始化好的靶核的平均结合能、均方根半径、核内核子密度分布和动量分布随时间的演化等宏观物理量和基态核的性质的比较,从 10000 个事件中挑选出 20 个严格满足要求的靶核,作为 QMD 计算的初始输入. 利用 QMD 模型,计算了出射粒子的能谱. 分析了中、高能质子和核反应的微观反应机制:主要是直接、级联和蒸发三个过程,直接与级联过程的竞争和转化发生在 20—40fm/c,级联与蒸发过程的竞争和转化发生在 100—130fm/c. 我们没有像 Niita 等人为引入时间参数,只是延长了 QMD 的计算时间. 同时对 Niita 所引入的时间参数从理论上给出了解释.

利用该 QMD 模型, 计算了入射质子能量在 $E_p = 320\text{MeV} - 1.5\text{GeV}$ 的 $p + {}^{208}\text{Pb}$ 的 (p, xn) 反应, 并和实验测量数据进行了比较. 结果发现, 利用 QMD 计算结果很好的再现了实验测量数据, 且 QMD 计算的结果明显地优于 HETC.

参考文献 (References)

- 1 Armstrong T W et al. ORNL-TM-3667, 1972
- 2 Richard E et al. LA-UR-3014, 1989
- 3 Sobolevsky N. NSC/DOC(96) - 15, 1996
- 4 Hartnack Ch, LI Z et al. Nucl. Phys., 1989, **A495**:320
- 5 Aichelin J et al. Phys. Rev., 1988, **C37**:2451
- 6 Aichelin J et al. Phys. Reports, 1991, **202**(5,6):233
- 7 Sangster T C et al. Phys. Rev., 1992, **C46**:1404
- 8 Koji Niita et al. Phys. Rev., 1995, **C52**:2620
- 9 Chadwick M B et al. Phys. Rev., 1995, **C52**:2800
- 10 Chiba S et al. Phys. Rev., 1996, **C53**:1824;1996, **C54**:285;1996, **C54**:3302
- 11 FAN Sheng. The Ph. D. Thesis of China Institute of Atomic Energy(in Chinese), Beijing, 1998, 12 (樊胜. 中国原子能科学研究院博士论文, 1998, 12)
- 12 FAN Sheng et al. Eur. Phys. J., 1999, **A4**:61-68
- 13 Feshbach H. Theoretical Nuclear Physics, New York: John Wiley and Song press Inc., 1992
- 14 Amian W B et al. Nucl. Sci. and Eng., 1992, **112**:78
- 15 Ishibashi K et al. J. Nucl. Sci. and Eng., 1997, **34**:259
- 16 Filges D et al. KfK - 3779, 1980

Study of Reaction Mechanism of Intermediate Energy Protons Bombarding Heavy Nuclei*

FAN Sheng^{1,2} LI ZhuXia²⁻⁴

1(Department of Technical Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

2(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

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

4(Institute of Theoretical Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract The reactions for intermediate energy protons bombarding ${}^{208}\text{Pb}$ have been analyzed by the quantum molecular dynamics model (QMD). It is found that the whole reaction process can be divided into three stages, i. e. the direct, the cascade and the evaporation stage. The time scale of the change of reaction mechanism in the process of reaction is investigated. The corresponding time scales of the direct, the cascade and the evaporation stage are about $< 30\text{ fm}/c$, $30 - 100\text{ fm}/c$ and $> 100\text{ fm}/c$, respectively. The calculation results of the double differential cross sections for reaction ${}^{208}\text{Pb}(p, xn)$ can reproduce the experimental results reasonably well.

Key words quantum molecular dynamics, intermediate. energy proton, reaction mechanism

Received 2 April 1999, Revised 14 November 1999

* Supported by NSFC (19675067)