

中能质子在重核上的散裂反应的产物分布*

樊胜^{1,2} 李祝霞^{2,3,4}

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(中国高等科学技术中心 北京 100080)

摘要 利用量子分子动力学和裂变理论,统一计算了入射能量为 322,660 和 800MeV 的 $p+^{208}\text{Pb}$ 散裂产物的质量和电荷分布.计算结果能较好地再现实验测量数据.

关键词 量子分子动力学 裂变 散裂产物

1 引言

当前,国内外利用中能强流质子加速器驱动次临界反应堆来产生能量和嬗变废物的研究日益受到重视^[1-3].散裂中子源是加速器驱动洁净核能系统的一个重要环节.经质子长期轰击后,靶物质内生成的散裂产物中有大量的放射性核素,因此靶成为一个放射性源.为了了解其放射性,必须知道散裂靶的散裂产物质量分布.

近年来,陆续有一些中能质子轰击重金属靶的余核产物的实验数据^[4-9],但理论计算结果和测量结果有较大分歧^[7].量子分子动力学(QMD)理论成功地分析了中能质子和重核反应机制以及出射中子双微分截面等^[10-13].QMD计算结果也可以再现实验数据中的散裂峰,散裂产物中部分余核有较高的激发能,有可能高于其裂变位垒而裂变,形成产物的裂变峰.QMD理论没有考虑裂变问题,计算结果再现产物的裂变峰有一定的困难.

本工作利用QMD模型分析了入射能量 590MeV 的质子轰击 ^{208}Pb 的散裂产物的质量和电荷分布,并与 K. Sumner^[14]的经验公式比较.在QMD中,考虑了裂变机制,利用(QMD+F)模型,分析了入射能量分别为 322,660 和 800MeV 的质子轰击 ^{208}Pb 的产物分布,计算结果较好地再现了实验测量数据^[4-6].

2 产物的散裂峰和裂变峰分布

定义 $f'(b)$ 为碰撞参数 b 的情况下余核的形成几率,则余核的形成截面定义为^[12]

1999-04-02 收稿, 1999-11-14 收修改稿
国家自然科学基金资助(19675067)

$$\sigma = \int_0^{b_{\max}} 2\pi b f(b) db = \sum_i 2\pi b_i f(b_i) \Delta b_i, \quad (1)$$

式中 b_{\max} 为最大的碰撞参数. 质子轰击靶核 ^{208}Pb 的 b_{\max} 取为 9fm. 在 $0-b_{\max}$ 的范围内, 碰撞参数的取值在 $0-5\text{fm}$ 之间可以取得少一些, 而在 $5-9\text{fm}$ 的范围内, 碰撞参数的取值密集一些.

图 1(a), (b) 是 $Z=81$ 余核的质量分布和 $A=190$ 的余核的电荷分布. 图 1(a) 中, 在 $A \geq 191$ 时, QMD 计算值和 K. Summerer 经验公式的计算值符合较好, 而在 $A < 191$ 时, 利用 QMD 模型计算的散裂产物明显高于经验公式的结果. 图 1(b) 中, 在 $Z \leq 81$ 一方, QMD 计算值很好的符合了 K. Summerer 的经验公式结果, 而在 $Z > 81$ 时, 同样, QMD 计算值明显的偏高于 K. Summerer 经验公式的计算结果.

K. Summerer 经验公式是对测量数据进行拟合得到的. 这些数据是利用放射化学方法测量在实验室中放置一定的时间后 (1—16h) 的样品得到的, 对于特别缺中子的余核, 由于它们寿命很短, 在短的时间里通过衰变或裂变成为其它核素. 而 QMD 计算中只考虑了几百 fm/c 时间内的产物, 因而不能描写很长过程的产物. 图 1(a) 的质量分布中, $Z=81$, $A \geq 191$ 的核, 都比较稳定, 不易衰变成其它的核, 而 $A < 191$ 的核, 大多是缺中子的核素, 很容易在较短的时间内衰变成其它的核. 因而, QMD 计算值应该比 K. Summerer 经验公式的值偏高. 同样图 1(b) 的电荷分布中, $A=190$, $Z \leq 81$ 的一方的核素都比较稳定, 不易衰变成其它的核, 而 $Z > 81$ 的核, 都是缺中子核, 这些核很不稳定, 很容易衰变成其它的核素, 因而 QMD 计算值应该偏高于 K. Summerer 经验公式的结果.

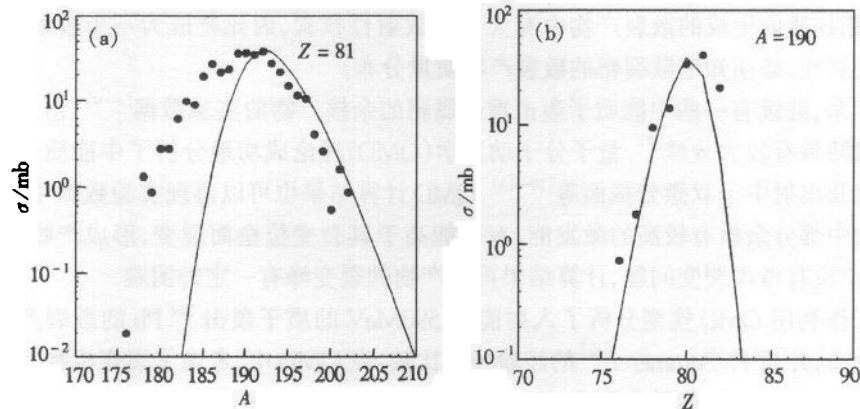


图 1 590MeV 的 $p+^{208}\text{Pb}$ 的散裂产物的质量(A)分布和电荷(Z)分布

● QMD 即计算值, —K. Summerer 经验公式.

图 2、图 3 给出了 QMD 计算的人射质子能量为 $E_p = 322\text{MeV}$ $p+^{208}\text{Pb}$ 的质量分布与 K. Summerer 经验公式的计算结果和 R. Michel^[4] 在 KfK 实验测量 $p+^{208}\text{Pb}$ 数据的对比. 从图 2 可以看到, QMD 的计算值和 K. Summerer 经验公式的计算值符合情况好. 图 3 中表明, QMD 计算的散裂产物的质量分布很好地再现了实验测量数据的散裂峰.

图 3 中余核质量分布有两个峰, 靠近靶核的峰是散裂产物分布, 裂变峰大约位于靶核质量数的 1/2 处. 由于 QMD 理论没有考虑高能质子轰击靶引起的多重碎裂和仍具有较

高激发能的部分余核的裂变, QMD 计算值不能很好地再现 R. Michel 的实验测量 $p + {}^{nat}\text{Pb}$ 数据^[4] 的裂变峰.

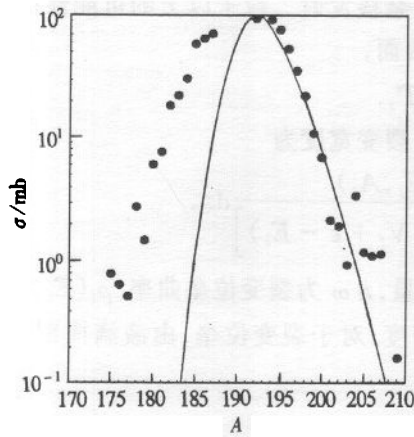


图2 QMD 计算值和 K. Summnerer 经验公式计算的对比
 $E_p = 322\text{MeV}$, 图中说明同图 1.

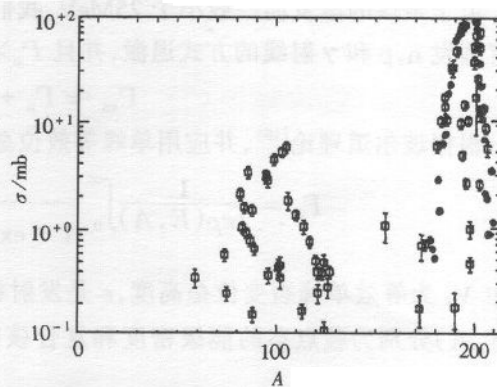


图3 QMD 计算值和测量结果的比较
 $E_p = 322\text{MeV}$, ● QMD 模型计算采用 ${}^{208}\text{Pb}$ 靶,
□ 实验测量, M. Gloris et. al, 采用 ${}^{nat}\text{Pb}$ 靶.

在考虑裂变峰的质量分布时,认为部分仍具有较高激发能的余核通过裂变退激而形成裂变峰是主要的^[11]. 由于发射粒子和质量数较少的核的余核所具有的激发能一般小于 25MeV, 则利用统计模型来考虑余核的裂变问题.

根据统计理论^[15], 对于 ${}_{84}\text{Po}$ 以及原子序数 Z 比 ${}_{84}\text{Po}$ 小的核素的裂变, 其裂变均是对称裂变, 质量分布为单峰对称分布. 由于本工作考虑的靶核 Z 最大只有 ${}^{81}\text{Bi}$, 因而所有的余核的裂变均是单峰对称分布, 这一结论也和分析 $p + {}^{208}\text{Pb}$ 实验测量数据得到的结论一致.

设余核质量数和原子序数分别为 A_i, Z_i , 余核激发能为 E_i (i 表示第 i 个余核), 则裂变产物核 A, Z 形成截面为

$$\sigma_i(A, Z) = \sigma_{if} \frac{1}{[2\pi C_i]^2} \exp \left\{ - \frac{\left[A - \left(\frac{A_i}{2} + \frac{v_i}{2} \right) \right]^2}{2C_i^2} \right\}, \quad (2)$$

其中 C_i 是质量分布的高斯宽度, 通过对实验数据的拟合得到. v_i 是核 A_i 裂变放出的中子数目, σ_{if} 则是核 A_i 的裂变截面, 对于所有的余核 A_i 的裂变产物求和, 则得到裂变核 A, Z 总的形成截面,

$$\sigma(A, Z) = \sum_i \sigma_i(A, Z) = \sum_i \sigma_{if} \frac{1}{[2\pi C_i]^2} \exp \left\{ - \frac{\left[A - \left(\frac{A_i}{2} + \frac{v_i}{2} \right) \right]^2}{2\pi C_i^2} \right\}.$$

根据统计理论, 裂变截面为^[16]

$$\sigma_{if} = \sigma_i \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{\text{tot}}} \cong \sigma_{ic} \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_f + \Gamma_\gamma},$$

其中 σ_i 是第 i 个余核的形成截面, 由公式(1)给出. Γ_i, Γ_j 分别是余核的裂变宽度和 j 粒子 ($j=n, p, \gamma$) 的发射宽度.

由于余核的激发能一般小于 25MeV, 我们认为, 余核发射二粒子以上的可能性很小, 只有蒸发 n, p 和 γ 射线的方式退激, 并且 $\Gamma_n \gg \Gamma_p$, 因而,

$$\Gamma_{\infty} \approx \Gamma_n + \Gamma_f + \Gamma_{\gamma}. \quad (5)$$

根据玻尔道理论^[16], 并应用单峰等效位垒近似, 裂变宽度为

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\rho(E, A)} \int_0^{\infty} \frac{\rho_f(E_i, A_i)}{1 + \exp\left[\frac{2\pi}{\hbar\omega}(V_f + \epsilon - E_i)\right]} d\epsilon, \quad (6)$$

其中 V_f 为等效单峰裂变位垒高度, ϵ 是发射粒子能量, $\hbar\omega$ 为裂变位垒曲率. $\rho_f(E_i, A_i)$, $\rho(E, A)$ 分别为鞍点态的能级密度和复合核能级密度. 对于裂变位垒, 由液滴模型^[15]可以得到

$$V_f = 0.83 \left(1 - 0.0195 \frac{Z^2}{A}\right)^3 \cdot 15.763A^{2/3}. \quad (7)$$

利用细致平衡原理, 可以导出通常采用的近似中子衰变宽度的公式,

$$\Gamma_n(E_i, A_i) = \frac{(2s+1)m}{(\pi\hbar)^2 \rho(E_i, A_i)} \int_0^{E_i - S_n^{A_i}} \epsilon \sigma_c(\epsilon) \rho(E_i - S_n^{A_i} - \epsilon, A_i - 1) d\epsilon, \quad (8)$$

其中 m 为中子质量, s 为中子自旋, $S_n^{A_i}$ 为核 A_i 的中子结合能, 逆截面 $\sigma_c(\epsilon)$ 常采用常数近似,

$$\frac{(2s+1)m}{(\pi\hbar)^2} \sigma_c(\epsilon) = 1.414 (\text{MeV}^{-1}). \quad (9)$$

辐射俘获宽度采用 Weisskopf 的强耦合偶极近似^[16],

$$\Gamma_{\gamma}(E_i, A_i) = \frac{C_{\gamma}}{\rho(E_i, A_i)} \int_0^{E_i} \epsilon^2 \rho(E_i - \epsilon, A_i) d\epsilon, \quad (10)$$

其中 C_{γ} 耦合常数, 一般取 $C_{\gamma} = 1.5 \times 10^{-7} (\text{MeV}^{-3})$.

复合核能级密度和鞍点态能级密度采用 Cameron 形式, 它以 E_T 为界, 低能段为常温型, 高能段为费米气体型, 两者在 E_T 处光滑的连接. 其连接点由

$$E_T = 2.5 + \frac{150}{A} + \Delta \quad (11)$$

决定. 其中 A 为核质量数, Δ 为对能修正. 常温下, 温度因子为

$$T = \frac{E_T - \Delta}{\sqrt{a(E_T - \Delta) - 15}}, \quad (12)$$

a 为能级密度参数. 能级密度的具体表达形式为

$$\rho(E, A) = \begin{cases} \frac{\sqrt{\pi} \exp[\sqrt{a(E_T - \Delta)} + (E - E_T)/T]}{12\sqrt{a(E_T - \Delta)}^{3/2}} & E \leq E_T \\ \frac{\sqrt{\pi} \exp[\sqrt{a(E_T - \Delta)}]}{12\sqrt{a(E_T - \Delta)}^{3/2}} & E > E_T \end{cases}, \quad (13)$$

鞍点态能级密度为

$$\rho_f(E, A) = \begin{cases} \frac{K_1 \sqrt{\pi} \exp[\sqrt{a_f(V_T + K_2)} + (E - E_T)/T_f]}{12 \sqrt{a_f(V_T + K_2)} V_T} & E \leq E_T \\ \frac{K_1 \sqrt{\pi} \exp[\sqrt{a_f(E + K_2 - \Delta)}]}{12 \sqrt{a_f(E + K_2 - \Delta)}(E - \Delta)} & E > E_T \end{cases} \quad (14)$$

其中

$$V_T = E_T - \Delta, \quad (15)$$

$$a_f = a \left(1 + \frac{K_2}{E - \Delta} \right),$$

$$T_f = \left[\sqrt{\frac{a}{E_T + K_2 - \Delta}} - \frac{1}{E_T - \Delta} - \frac{1}{2(E_T + K_2 - \Delta)} \right]^{-1} \quad (17)$$

式中 K_1 和 K_2 为可调参数. 以上公式所采用的参数取自文献[17].

图 4 给出了 $E_p = 322, 660$ 和 800MeV 的 (QMD + F) 模型计算 $p + {}^{208}\text{Pb}$ 结果. 图 4(a)

中折线是 QMD 计算的人射质子能量为 322MeV 的 $p + {}^{208}\text{Pb}$ 的余核的形成截面, 虚线是 FISSION 计算的结果, 方框是 R. Michel^[4] 测量的 $p + {}^{208}\text{Pb}$ 的数据. 图 4(b) 中的折线给出的是 QMD 计算的人射质子能量为 660MeV 的 $p + {}^{208}\text{Pb}$ 的余核的形成截面, 虚线是 (QMD + F) 计算的结果, 方框是 Y. Alexandrov^[5] 测量的 $p + {}^{208}\text{Pb}$ 的数据. 图 4(c) 中的折线给出的是 QMD 计算的人射质子能量为 800MeV 的 $p + {}^{208}\text{Pb}$ 的余核的形成截面, 虚线是 (QMD + F) 计算的结果, 方框是 R. Michel^[6] 测量的入射质子能量为 759MeV 的 $p + {}^{208}\text{Pb}$ 的数据. 从图中可以看出, 利用 (QMD + F) 模型可以较好地再现实验测量数据. 可以认为对裂变的考虑是合理的.

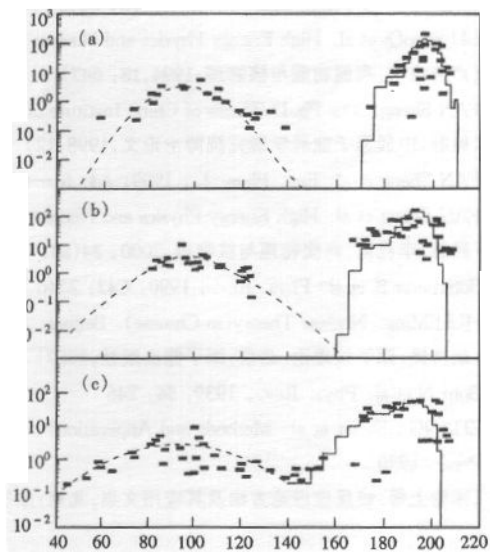


图 4 $p + {}^{208}\text{Pb}$ 的碎片质量分布的计算值和实验数据的对比

■ 实验测量结果, — QMD 计算结果,
 ... (QMD + F) 计算结果.

3 结果和讨论

QMD 计算的中能质子轰击靶的散裂产物很好地再现了实验测量数据的散裂峰. 且和 K. Summerer 的经验公式计算的结果吻合. 但是, QMD 没有考虑裂变问题, 不能很好地计算靶的裂变产物.

在考虑仍然具有较高激发能的余核的裂变后, 利用 QMD + FISSION 模型, 分别计算了入射能分别为 $322, 660$ 和 800MeV 的质子轰击 ${}^{208}\text{Pb}$, 计算结果和实验数据符合地较

好. 我们的工作对于进一步研究厚靶的产物分布和放射性废物的累积提供了有价值的定向性结论.

参考文献 (References)

- 1 Bawman C D et al. Nucl. Instr. Meth., 1992, **A320**: 336
- 2 Carminati F et al. CERN/AT/93—47(ET), 1993
- 3 Salvatores M et al. Status of ADTT Project at LANL, 2nd Int. Conf. on ADTT, Kalmar, Sweden, June, 3—7, 1996
- 4 Michel R et al. Nucl. Instr. Meth., 1997, **B129**: 153
- 5 Alexandrov Y et al. Cross Section for the Production of Radionuclides in Lead Targets Irradiated with 660 MeV Protons. In: Editor Conde. H. Proceedings of the Second International Conference on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications. Kalmar, Sweden: Uppsala University, Sweden, 1996, 576—578
- 6 Gloris M et al. Proton-Induced Nuclide Production in Heavy Target Elements at Medium Energies. In: Editor Reffo G. Conference Proceedings Vol. 59, Nuclear Data for Science and Technology. SIF Bologna Italy: Bologna Italy, 1997, 1468—1472
- 7 Asano Y et al. J. Phys. Soc. Jan., 1980, **57**: 2995
- 8 Gloris M et al. Nucl. Instr. Meth., 1996, **B113**: 429
- 9 Michel R et al. Nucl. Instr. Meth., 1995, **B103**: 183
- 10 LU ZhaoQi et al. High Energy Physics and Nuclear Physics(in Chinese), 1994, **18**: 647
(卢兆启等. 高能物理与核物理, 1994, **18**: 647)
- 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 FAN Sheng et al. High Energy Physics and Nuclear Physics(in Chinese), 2000, **24**(8): 755
(樊胜, 李祝霞. 高能物理与核物理, 2000, **24**(8): 755)
- 14 Summerer K et al. Phys. Rev., 1990, **C42**: 2546
- 15 HU JiMing. Nuclear Theory(in Chinese). Beijing: Atomic Energy Press, 1987
(胡济民. 原子核理论. 北京: 原子能出版社, 1987)
- 16 Bohr N et al. Phys. Rev., 1939, **56**: 246
- 17 ZHANG JiShang et al. Methods and Applications of Nuclear Reaction Theory(in Chinese), Beijing: Atomic Energy Press, 1980
(张竞上等. 核反应理论方法及其应用文集, 北京: 原子能出版社, 1980)

Fragment Mass Distribution of Spallation Reaction Induced by Intermediate Energy Protons *

FAN Sheng^{1,2} LI ZhuXia^{2,3,4}

1(*Technical Physics Department of 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, Chinese Academy of Sciences, Beijing 102413, China*)

Abstract We have studied the fragment mass distribution of the spallation reaction induced by 322MeV, 660MeV and 800MeV protons bombarding ^{208}Pb by using quantum molecular dynamics model (QMD) plus empirical fission model. The details of the empirical fission model is described. The calculation results are in good agreement with the experimental measurements.

Key words quantum molecular dynamics, fission, spallation fragment

Received 2 April 1999, Revised 14 November 1999

* Supported by National Natural Science Foundation of China(1967506; 9975073)