

质子引起的散裂反应及 介质内的核子—核子有效相互作用 和两体散射截面

(申请理学博士学位论文)

培 养 单 位 : 中国原子能科学研究院
学 科 : 粒子物理与原子核物理
研 究 生 : 欧 立
指 导 教 师 : 李 祝 霞 研究员

二〇〇七年七月·北京

The study on the mechanism of proton-induced spallation reactions and the nucleon-nucleon in-medium effective interaction and cross sections

Dissertation Submitted to

China Institute of Atomic Energy

in partial fulfillment of the requirement

for the degree of

Doctor of Philosophy

by

Li Ou

(Particle Physics and Nuclear Physics)

Dissertation Supervisor: Professor Zhuxia Li

July, 2007 · Beijing

摘 要

介质中的核子-核子有效相互作用和两体散射截面作为微观输运理论模型的两个基本输入量,对中能核反应的动力学描述十分重要。人们从理论和实验上对此进行了广泛而深入地研究,但仍然没能很好地确定核物质、特别是非对称核物质的状态方程以及两体散射截面的密度依赖形式。本文尝试利用中能核子入射引起的散裂反应对这些问题进行研究。

散裂反应的研究在实际应用和理论研究两方面都有很重要的意义。与重离子碰撞相比,散裂反应在入射能量不太高的情况下反应过程的温度比较低。所以利用散裂反应核数据抽取到的核物质的核态方程比从重离子碰撞中得到的核态方程更接近零温时的核态方程。本工作中,我们利用改进的量子分子动力学模型 ImQMD 结合统计衰变模型研究了能量在 1 GeV 以下的质子入射 ^{16}O 、 ^{27}Al 、 ^{56}Fe 、 ^{208}Pb 等靶核引起的散裂反应。采用不同的 Skyrme 参数 (SkP、SkM*、SIII、SkT6、SLy7) 研究了核子-核子有效相互作用对散裂反应机制以及出射中子双微分截面的影响。研究发现不同的核子-核子有效相互作用对低能的出射中子能谱影响比较明显,并且这个效应随着质子入射能量增大而减弱。采用对应软的核态方程的 SkP 参数给出的出射中子双微分截面与实验符合得非常好。我们的计算还给出了出射质子、 α 粒子的双微分截面以及散裂产物的生成截面。采用改进的量子分子动力学模型结合统计衰变模型的方法计算得到的出射中子双微分截面比以往模型给出的结果要好,并且由于我们的模型没有可调的参数,所以具有很强的预言能力,这对散裂反应的实际应用非常有意义。

利用 ImQMD 模型计算了 80 - 200 MeV 质子入射靶核 ^{12}C 、 ^{27}Al 、 ^{40}Ca 、 ^{90}Zr 的反应截面的激发函数,分别采用了 G. Q. Li (PRC48, 1702; PRC49, 566)、C. Fuchs (PRC64, 024003)、M. Kohno (PRC57, 3495) 以及 Q. F. Li (PRC62, 014606) 等人基于不同微观多体理论给出同位旋相关的、密度和能量依赖的 5 种核子-核子 (NN) 散射截面。我们发现,反应截面对介质中的 NN 散射截面很敏感,可以作为研究介质 NN 散射截面的一个观测量。通过与相应反应实验数据相比较,并比较 $p + ^{12}\text{C}$ 反应与其它 3 个反应过程中入射质子与靶核中核子碰撞区域的定域密度分布情况的差别,我们得到了一个初步结论:在 $\rho < 0.5\rho_0$ 时,5 种介质中的 NN 散射截面给出了一个合理的介质压低效应的范围,而在 $0.5\rho_0 < \rho < 1.0\rho_0$ 时,真实的介质压低效应可能要比这 5 种理论预言的结果更强一些。

进一步地我们研究了 $p(n) + A$ 反应中的同位旋效应,我们通过比较核子入

射 $^{112-132}\text{Sn}$ 同位素与相应的 β 稳定线上的同量异位素的反应截面, 研究了反应过程中由对称能的密度依赖形式以及同位旋相关的 NN 散射截面引起的同位旋效应。研究发现: 1. 虽然采用自由的 NN 散射截面计算得到的反应截面 σ_R 要高于实验数据, 但是能够正确地反应出 σ_R 随入射能量增大而降低、随反应体系质量增大而升高的趋势; 2. 计算得到的质子入射 β 稳定核的反应截面 $((\sigma_R/\pi)^{1/2})$ 与体系质量 ($A^{1/3}$) 变化的斜率关系与实验上抽取到的半经验公式相符。而质子入射 Sn 同位素的反应截面随体系质量变化的斜率明显地高于半经验公式, 表现出了明显的同位旋效应。因此, 系统地测量质子在 Sn 同位素上的反应截面将提供一个研究非对称核物质核态方程的有效观测量。3. $p(n) + A$ 反应截面与对称势的密度依赖形式相关。对称势从两个方面影响反应截面: 1). 不同的对称势的密度依赖形式决定了靶核不同的中子皮厚度, 由于 NN 散射截面的同位旋依赖不同, 中子皮厚度不一样而导致反应截面出现差异。2). 对称势对入射核子运动状态的影响。对于质子入射, 软的对称势在 $\rho < \rho_0$ 时使得平均场对质子的吸引增强而碰撞几率增大, 因此越软的对称势给出的反应截面越高; 对于中子入射, 对称势使得平均场对中子的吸引减弱, 此时不同对称势密度依赖形式给出的反应截面的差别主要取决于其给出靶核中子皮厚度的大小。

关键词: 散裂反应, 双微分截面, 反应截面, 核子-核子散射截面, 介质效应, 核态方程, 对称能, 同位旋效应

Abstract

As two inputs of microscopic transport theoretical model, the nucleon-nucleon in-medium effective interaction and cross sections are of importance for the description on the intermediate energy nuclear reaction. The equation of state for nuclear matter, especially for asymmetric nuclear matter, and the in-medium nucleon-nucleon cross sections are still not well determined so far though a lot of efforts have been made both theoretically and experimentally. In this thesis, we try to work on these subjects by using the intermediate nucleon-induced spallation reaction.

It is important to study the spallation reactions both on applications and basic research. Comparing with the temperature in the heavy ion collisions, the temperature in the intermediate energy spallation reaction is lower when the incident energy is not very high. So we can extract the information of the equation of state for nuclear matter which is more close to the zero-temperature case than the one from HIC. Intermediate energy proton-induced spallation reactions with the targets ^{16}O , ^{27}Al , ^{56}Fe , ^{208}Pb , etc. are studied by the improved quantum molecular dynamics model (ImQMD) incorporated the statistical decay model. The influences of the different Skyrme interactions (SkP, SkM*, SIII, SkT6, SLy7) on the mechanism of spallation reaction and the double differential cross sections of emitted neutrons are studied. It is found that the different Skyrme interactions influence the low energy part of spectrum of emitted neutrons more obviously. This effect decreases as incident energy increases. The double differential cross sections of emitted neutrons are found to be in good agreement with experimental data when the Skyrme parameter set SkP is adopted. The double differential cross sections of proton and α and the cross sections of spallation productions are also provided by our calculations. Because there is no adjustable parameter, our model has good prediction power. That is very significative for the applications of the spallation reactions.

The five sets of different zero-temperature isospin, energy and density dependent in-medium nucleon-nucleon (NN) elastic scattering cross sections provided by G. Q. Li (in PRC48, 1702; PRC49, 566), C. Fuchs (in PRC64, 024003), M. Kohno (in PRC57, 3495) and Q. F. Li (in PRC62, 014606) calculated with microscopic many-body theory methods are tested by comparing with the data of proton-induced reaction cross sections

on the target ^{12}C , ^{27}Al , ^{40}Ca and ^{90}Zr at energy rang 80 - 200 MeV. The calculations are base on the improved quantum molecular dynamics model. We find that the reaction cross sections σ_R is very sensitive to the in-medium NN cross sections and can be taken as a good candidate of the probes for in-medium NN cross sections. The comparison indicates that the five sets of in-medium NN cross sections reasonably describe the suppression effect of the medium correction on NN cross sections when $\rho < 0.5\rho_0$, but provide too weak suppression effect on NN cross sections when $0.5\rho_0 < \rho < \rho_0$. This conclusion is obtained by the investigation of the difference in the distribution of the local densities where the collisions of the incident proton and the nucleons in target take place in inelastic events between reactions $p + ^{12}\text{C}$ and other three reactions.

The isospin effects resulting from both the density dependence of the symmetry energy and the isospin dependent nucleon-nucleon cross sections, are studied with nucleon-induced reactions on isotopes of tin $^{112-132}\text{Sn}$ and their corresponding β -stable isobar based on the improved quantum molecular dynamics model with free nucleon-nucleon cross sections. We find that: 1. The calculated reaction cross sections σ_R with free NN cross section overestimate the experimental data, but the slope that the σ_R decreases with the incident energy increases and increases with the target mass increases can be described correctly. 2. In the case of proton on β -stable nuclei, the relations between reaction cross section $((\sigma_R/\pi)^{1/2})$ and target mass $(A^{1/3})$ obtained from calculations are found to be in good agreement with the experiential formula extracted from experimental data for β -stable nuclei. While in the case of proton on isotopes of Sn, there is obvious departure from the experiential formula, a strong isospin effect is observed. 3. The σ_R is influenced by the form of the density dependence of the symmetry energy in two aspects: Firstly, the different density dependences of the symmetry energy provide different thicknesses of neutron skin which leads to different σ_R because the difference between $\sigma_{pp,nn}$ and σ_{pn} which are rather different at low energy. Secondly, the direct influence of the different density dependence of the symmetry energy on the motion of the incident nucleon. In the case of proton-induced reactions, the softer symmetry energy provides stronger attraction effect on the incident proton, which enhance the probability of collisions between incident proton and target and thus enhance the σ_R . While in the case of neutron-induced reactions, the symmetry energy weakens the attraction of the mean-field on the incident neutron, the σ_R is decided

mostly by the thickness of neutron skin. The stiffer symmetry energy provides a thicker neutron skin, then a lower σ_R we get.

Keywords: spallation reaction, double differential cross section, reaction cross section, nucleon-nucleon cross section, medium effect, equation of state, symmetry energy, isospin effect

目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	III
目 录.....	VIII
第一章 引言	1
第二章 改进的量子分子动力学.....	5
2.1 QMD 模型及其发展.....	5
2.2 ImQMD05 模型	10
第三章 中能质子引起的散裂反应	19
3.1 研究意义及研究现状.....	19
3.1.1 研究意义.....	19
3.1.2 研究现状.....	21
3.2 中能质子散裂反应机制的研究.....	22
3.2.1 研究方法.....	22
3.2.2 散裂反应机制研究	28
3.2.3 模型推广—重离子反应中的应用	41
3.3 本章小结.....	43
第四章 介质中的核子—核子散射截面.....	45
4.1 研究意义及研究现状.....	45
4.1.1 研究意义.....	45
4.1.2 研究现状.....	46
4.2 利用质子反应截面研究介质中的核子—核子散射截面	48
4.2.1 研究方法.....	48
4.2.2 计算结果及分析.....	53
4.3 本章小结.....	65

第五章 核子和核 $(p(n) + A)$ 反应中的同位旋效应	67
5.1 核反应中的同位旋	67
5.1.1 不对称核物质的核态方程	67
5.1.2 介质中两体弹性散射截面的同位旋依赖	71
5.2 $p(n) + A$ 反应中的同位旋效应	72
5.2.1 NN 散射截面的影响	72
5.2.2 对称势的影响	76
5.3 本章小结	85
第六章 总结与展望	89
6.1 总结	89
6.2 展望	91
附录 A 统计衰变模型	93
附录 B 反应截面实验测量	97
参考文献	98
在学期间发表及完成的论文	99
致谢	101

第一章 引言

核物质作为由强相互作用粒子组成的复杂的量子体系,其性质随密度、温度的变化呈现各种变化形态,具有非常丰富和复杂的结构和动力学特性。通常人们用核态方程 (Equation of State) 来反映核物质的热力学性质。EoS 作为核物理研究的关键问题,近几十年来一直是人们关注的热点之一。目前大多数研究 EoS 的思路是通过重离子碰撞微观输运理论模型采用不同的平均场给出的实验可观测量与实验数据进行比较,间接地确定出核物质所具有的 EoS。虽然目前通过重离子碰撞实验与微观输运理论模型间广泛的比较,却仍然不能很好地确定 EoS 的具体形式^[1-3]。这是因为重离子碰撞过程同时受到平均场和核子-核子碰撞的影响,而核物质密度、温度、同位旋等效应对核子-核子碰撞截面的修正效应仍然不很清楚,因此也就影响了对 EoS 的确定。相对重离子反应,中能质子入射引起的散裂反应 ($p + A$ 反应) 温度比较低,密度变化范围很明确,即在 $0 - \rho_0$ 范围内变化,并且由于反应过程中碰撞比较少,核子-核子碰撞截面的影响不如重离子碰撞那么强烈,所以很适合用来抽取基态的 EoS 的信息。由于散裂反应在材料科学^[4]、生物学^[5]、外科治疗^[6-8]、空间科学^[9]以及天文学^[10]等方面有着广泛应用,不论在理论上还是实验上,人们对散裂反应都进行了大量深入地研究,已经积累了丰富的实验数据。利用这些数据,我们可以抽取 EoS 的信息,并检验已有的微观输运理论模型。另外近些年来,利用散裂中子源驱动次级临界反应堆 (ADS),作为最有前景的促进核能大规模、可持续发展的创新技术路线在国际上成为了一个研究热点,使得人们对散裂反应的研究又重新活跃起来。散裂中子源设计的一个重要的技术指标是中子成本,即加速器运行成本与中子产额的最优化问题,这需要考虑选取多大的入射能量、什么样的弹靶组合能得到最佳的出射中子数。一些研究已经表明能量在 1 GeV 附近的质子入射的中子成本是最低的^[11]。另外,散裂产物的能量和角分布数据是靶几何特性优化以及反应堆结构设计等不可或缺的数据。所以散裂反应在这些领域的应用需要大量的入射能量在几百 MeV 到几个 GeV 范围内的散裂反应核数据。散裂核数据库,如 ENDF/B-VI、JENDL-3.1,对低能的散裂核数据进行了评价,但目前更高能量的核数据还没有完全建立起来。数据库的完备不仅需要实验数据的补充,更需要依靠理论对未知实验进行预言。要想理论预言真实可靠,我们需要对散裂反应的机制有更深入的认识。目前用于研究散裂反应的理论模型及程序有 High Energy Transport Code (HETC)^[12]、Nuclear Meson Transport Code

(NMTC)^[2,1]、LAHET^[2,1]、Moving Source (MS)^[2,1]、QMD^[2,1]等模型。这些模型被广泛地应用于散裂中子源装置的设计以及中能核数据评价。但当前各种模型给出的散裂反应核数据存在比较大的分歧，特别是对散裂反应应用非常重要的中子双微分截面的描述上更是如此。另外，这些模型或多或少有一些参数需要根据反应体系和能量进行调整，这无疑削弱了模型对未知数据的预言能力。因此，迫切需要有一个能够精确描述散裂反应中子双微分截面，并且可调参数尽可能少的模型，来满足散裂反应实际应用的需求。

核介质中的核子-核子散射截面的核介质修正除了对中能重离子碰撞的动力学过程的研究很重要外，同时它本身也是很重要的物理量，它与核物质的粘滞性密切相关。人们通过各种微观输运理论模型，如 BUU、QMD 以及它们的相对论扩展模型 RBUU、RQMD 等，来模拟重离子反应，对反应过程的中间态进行研究。这些模型的一个重要的输入量就是核子-核子 (NN) 散射截面。在中高能重离子反应中，碰撞是在高温高密的介质内发生的，在这种极端条件下，介质中的 NN 散射截面会强烈依赖于介质的温度和密度，与众所周知的自由空间中的 NN 散射截面大不相同。并且随着入射能量的增加，核子与核子间的碰撞加剧，散射截面对整个反应过程的影响也就增强。因此采用自由空间中的 NN 散射截面来研究中高能重离子反应是不尽合理的，应该在模型计算中对两体散射考虑介质修正。而实验上只能得到自由 NN 散射截面，介质中的 NN 散射截面只能从理论研究入手，通过某些敏感观测量与实验结果进行比较，间接得到散射截面的介质依赖信息。目前虽然很多不同的微观多体理论模型^[2,2,2,2,2,2]都能给出相似的介质中的 NN 散射截面随碰撞能量的增大而减小的趋势，但不同理论得到的 NN 散射截面的密度依赖却存在很大差别，特别是在碰撞能量较低的区域。本工作的目的之一是采用不同的理论研究给出的介质中的 NN 散射截面，通过输运理论模拟计算 $p + A$ 反应截面与实验比较，对目前不同介质中的 NN 散射截面的理论预言给出一定的约束。另外，不同理论给出的 NN 散射截面对同位旋的依赖程度也不一样。这些微观理论预言的合理性只能通过输运理论模型模拟核反应进行检验。另一种更常用的方法就是在输运理论模型中引入唯象的介质中的 NN 散射截面，通过输运理论模型计算再现各种实验的可观测量，间接抽取介质修正的信息。尽管各种因素还不很清楚，如 EoS 等，但通过实验对各种观测量的系统测量，对介质中的 NN 散射截面获得足够的认识是有希望的。

随着核结构研究向偏离 β 稳定线的延伸，同位旋自由度的作用进一步引起了人们的关注。在对中子星的研究过程中人们已经知道核态方程的同位旋依赖

对核子星结构有及其重要的影响。随着世界上多个放射性束流装置的建成,人们能够探索原子核体系中的中子、质子不对称性所导致的化学不稳定性,同时也使人们对于同位旋自由度的研究和认识发生了很大的变化,同位旋效应的研究已经成为当今核物理的热点问题之一。对称势的两个方面,即对称势强度、对称势对密度的依赖形式,会对核结构以及核反应动力学过程产生重要影响。近来人们对对称势强度已经从实验和理论两方面进行了很多研究,给出了对称势强度的范围。而对于对称势的密度依赖形式的了解仍然非常缺乏。不同理论给出的对称势的密度依赖形式存在很大的差别,尤其是在高密区域。通过研究同位旋自由度对核反应性质的影响,从中可以提取同位旋有关的核态方程的信息。许多对对称能敏感的探针陆续被理论工作者提出,理论与实验的比较也在进行。这些比较使得我们对对称能的密度依赖关系有了更为精确的认识。比如在输运理论模型 IBUU 中采用自由空间 NN 散射截面计算得到的结果与最近 MSU 关于同位旋扩散实验数据的比较发现^[2],在密度小于 1.2 倍正常密度的情况下,对称能随密度变化的关系为 $E_{sym}(\rho) \approx 31.6(\rho/\rho_0)^{1.05}$ 。而采用介质修正的 NN 散射截面,通过与最近 MSU 关于同位旋扩散实验数据^[2,3]以及最近可接受的 ^{208}Pb 中子皮厚度实验数据^[2]的比较,人们得到的对称能随密度变化的关系为 $E_{sym}(\rho) \approx 31.6(\rho/\rho_0)^{0.69}$ 。由于当前同位旋扩散数据不能很好地区分两种对称势的密度依赖关系,要进一步减小对称势对密度依赖形式的不确定性,寻找其它的对称势敏感的可观测量依然很重要。因此,为了寻找更多更灵敏的观测量,国际上许多国家或地区已经建立或者正准备建立相应能区的重离子加速器以及稀有同位素加速器,比如:美国的 RIA、法国重离子加速器国家实验室 GANIL 的 SPIRAL 及 LISE、日本理化所的 RIPS、德国重离子加速器国家实验室 GSI 的 FRS、西欧核子中心的 ISOLDE、美国 MSU 重离子加速器国家实验室的 A1200 以及我国的国家大科学工程—兰州冷却存储环等。本论文的另一目的是通过研究 $p(n) + A$ 反应的反应截面与靶同位旋不对称度的关系来获取对称势密度依赖形式的信息。

本论文具体安排如下:在第二章,首先介绍了工作中采用的改进的量子分子动力学模型 (ImQMD)。第三章是对 1 GeV 以下质子入射引起的散裂反应的机制的研究;第四章我们利用质子入射反应截面数据检验了 5 种不同微观多体理论给出的介质中的 NN 散射截面;第五章我们通过核子入射 Sn 同位素及其相应的 β 稳定线上的同量异位素,初步研究了核子入射反应中的同位旋效应;第六章是对上述工作的总结以及展望。最后是博士期间发表的文章列表以及致谢。

第二章 改进的量子分子动力学

2.1 QMD 模型及其发展

Aichelin 等人提出的量子分子动力学 (Quantum Molecular Dynamics) 模型^[2, 3], 将复杂的量子体系的演化问题利用相空间分布函数的时间演化的方法进行了处理, 为中高端重离子碰撞提供了一个很方便、直观模型。QMD 模型中, 每一个核子由一个高斯波包来描述,

$$\phi_i(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_r^2)^{3/4}} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)^2}{4\sigma_r^2} + \frac{i}{\hbar} \mathbf{r} \cdot \mathbf{p}_i \right], \quad (2.1)$$

其中, $\mathbf{r}_i$ 和 $\mathbf{p}_i$ 分别是第 i 个粒子在坐标和动量空间中的波包中心。对波函数进行 Wigner 变换, 即得到对应的经典动力学的相空间密度分布:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \sum_{i=1}^A \frac{1}{(\pi\hbar)^3} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)^2}{2\sigma_r^2} \right] \exp \left[-\frac{(\mathbf{p} - \mathbf{p}_i)^2}{2\sigma_p^2} \right], \quad (2.2)$$

σ_r 和 σ_p 为粒子在坐标空间以及动量空间中的波包宽度, 它们满足如下的测不准关系 $\sigma_r \cdot \sigma_p = \frac{\hbar}{2}$ 。相空间的密度分布满足如下关系

$$\int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d\mathbf{p} d\mathbf{r} = A. \quad (2.3)$$

进一步, 由相空间分布函数我们可以得到系统的密度分布以及动量分布

$$\rho(\mathbf{r}) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d\mathbf{p} = \frac{1}{(2\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \sum_i^A \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)^2}{2\sigma_r^2} \right], \quad (2.4)$$

$$g(\mathbf{p}) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d\mathbf{r} = \frac{1}{(2\pi\sigma_p^2)^{3/2}} \sum_i^A \exp \left[-\frac{(\mathbf{p} - \mathbf{p}_i)^2}{2\sigma_p^2} \right]. \quad (2.5)$$

QMD 模型中, 核子在自身产生的平均场中运动, 核子位置及动量的波包中心 $\mathbf{r}_i$ 和 $\mathbf{p}_i$ 按正则方程进行演化,

$$\dot{\mathbf{r}}_i = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i}, \quad \dot{\mathbf{p}}_i = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i}, \quad (2.6)$$

H 是系统的哈密顿量, 由模型所采用的核子-核子相互作用势决定, H 的不同形式对系统的动力学演化有重要的影响。早期的 QMD 模型中体系的哈密顿量为

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + U_{loc} + U_{Yuk} + U_{Coul}, \quad (2.7)$$

其中相互作用势为如下的形式

$$V_{loc} = t_1 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + t_2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3), \quad (2.8)$$

$$V_{Yuk} = t_3 \frac{e^{-|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|/m}}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|/m}, \quad (2.9)$$

其中 t_1, t_2, t_3 为参数, $m = 0.8 \text{ fm}$ 。此时, 作用于粒子 1 上的势为 $U_1 = U_1^{(2)} + U_1^{(3)}$, 其中上标分别代表两体及三体相互作用。通过对两体和三体相互作用进行积分, 可以得到体系的哈密顿量^[2]。库仑项为

$$U_{Coul} = \frac{1}{2} \int \rho_p(\mathbf{r}) \frac{e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \rho_p(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}'. \quad (2.10)$$

在模拟重离子反应过程时, 首先需要做的是对相应的核进行初始化。对于初始的基态核的抽取, 我们利用 Monte-Carlo 方法, 从相应的核密度分布中抽取每个核子所处的位置。进一步, 利用局域密度近似来确定相应的核子所具有的 Fermi 动量 $P_f = (\frac{3\pi^2}{2}\rho)^{1/3}$, 每个核子所具有的动量同样利用 Monte-Carlo 抽样的办法从 0 到 P_f 之间来抽取。为了使抽取到的核子在相空间分布合理和均匀, 要对核子间的距离即相空间距离加入一些约束。对于抽取到的核, 使之满足基态的一些性质, 如: 结合能、方均根半径、密度分布、动量分布、相空间分布以及稳定性等。而这一点对于重离子碰撞, 特别是低能的重离子反应尤其重要。对于这些初始核, 我们赋予一定的入射能及反应的几何条件, 如碰撞参数、初始距离等,

便可以进行下一步的输运及碰撞过程的模拟。

在 QMD 模型中, 关于碰撞过程的处理如下:

首先, 要将两核子的散射过程变换到两核子质心系中。对于某一个反应事件, 质心系的能量为 $\sqrt{s} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2}$, 碰撞粒子的中心速度为 $\boldsymbol{\beta} = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)/(E_1 + E_2)$ 。在两体质心系下第一个粒子的动量为 $\mathbf{p} = \gamma(\frac{\mathbf{p}_1 \cdot \boldsymbol{\beta}}{\beta} - \beta E_1)\frac{\boldsymbol{\beta}}{\beta} + (\mathbf{p}_1 - \frac{\mathbf{p}_1 \cdot \boldsymbol{\beta}}{\beta} \frac{\boldsymbol{\beta}}{\beta})$, 第二个粒子的动量为 $-\mathbf{p}$ 。两粒子间距离为 $\Delta \mathbf{r} = (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + (\gamma - 1)(\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \cdot \boldsymbol{\beta}}{\beta})\frac{\boldsymbol{\beta}}{\beta}$ 。对于两个核子碰撞的判断需要两个条件: 第一, 两个核子的碰撞参数小于 $b_{\max} = \sqrt{\sigma_{NN}^{tot}/\pi}$; 第二, 两个核子在 δt 时间步长内通过的距离使得这两个核子能够接触上。

具体碰撞过程的处理如下:

1. 如果随机数 $\xi_1 \leq \sigma_{NN}^{el}/\sigma_{NN}^{tot}$, 则核子核子之间发生弹性散射, 散射后动量的方向由弹性散射的微分截面利用 Monte-Carlo 方法给出。
2. 判断是否发生 $N + N \rightarrow N + \Delta$, 如果 $s > 2.015 \text{ GeV}^2$, $m_1 = m_2 = m_N$ 则都能发生 $N + N \rightarrow N + \Delta$ 反应。
3. 如果 $m_1 + m_2 > 2.015 \text{ GeV}$, 则执行非弹散射道 $- \Delta$ 湮灭的判断: 如果 $\xi_1 \leq (\sigma_{NN}^{el} + \sigma_{N\Delta \rightarrow NN}^{inel})/\sigma_{NN}^{tot}$, 则该过程发生, 末态的动量方向在空间均匀分布, 通过 Monte-Carlo 方法可以获得。
4. 将在两核子质心系中得到的动量变换回到 QMD 中的质心系。

量子分子动力学区别于经典分子动力学的另一个重要的特点就是要检查碰撞的末态是否被阻塞掉, 即要进行 Pauli 阻塞的检查。这一过程在 QMD 中这样处理: 假设每个核子的状态对应于相空间的一点, 两粒子碰撞后所处的状态如果是已被占有的状态, 则这次碰撞取消, 处理这一过程的细节可以参考文献 [?]。

QMD 模型在中高能反应中得到了广泛的应用, 但是也存在很多问题。如多重碎裂反应中电荷 (质量) 多重数分布描述得不好等。对于中低能反应的描述则非常困难。有鉴于此, 我们小组发展了可以描写中低能核反应的输运理论模型—改进的量子分子动力学模型 ImQMD[?]。

ImQMD 模型中, 主要的改进包括以下几点:

1. ImQMD 模型中, 采用比较简单而又广泛应用的 Skyrme 相互作用势。体系的哈密顿量为

$$H = T + U_{loc} + U_{Coul}, \quad (2.11)$$

其中动能项为

$$T = \sum_i T_i = \sum_i \frac{p_i^2}{2m}, \quad (2.12)$$

势能由能量密度泛函来给出

$$U_{loc} = \int V_{loc} d\mathbf{r}, \quad (2.13)$$

$$V_{loc} = \frac{\alpha}{2} \frac{\rho^2}{\rho_0} + \frac{\beta}{\gamma + 1} \frac{\rho^{\gamma+1}}{\rho_0^\gamma} + \frac{g_{sur}}{2\rho_0} (\nabla \rho)^2 + \frac{C_s}{2\rho_0} (\rho^2 - \kappa_s (\nabla \rho)^2) \delta^2. \quad (2.14)$$

与 QMD 不同的是, 在 ImQMD 模型当中舍弃了原来的对表面有贡献的 Yukawa 势, 补偿核子的费米子性质的 Pauli 势等, 而直接采用 Skyrme 能量密度泛函给出 α 、 β 项以及反映表面相互作用的密度梯度项, 最后一项是体对称能与表面对称能项。我们知道 Yukawa 势 ($V_{Yuk} = t_3 \frac{e^{-|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|/m}}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|/m}$) 是通过两体相互作用使得表面的核子仅受到内部核子的吸引, 从而使核子具有表面效应。而表面项由 Skyrme 能量密度泛函中的梯度项描述的话, 则会使中心的粒子受到一个向外的排斥力, 而表面的粒子受到一个向内的吸引力, 这样就使得核体系的密度分布更加合理, 对于体系的稳定性有很大的改善。这对低能融合反应非常重要^[2, 3]。

2. 采用相空间约束的办法改善核子的费米子属性。由于 QMD 模型中没有对体系波函数进行反对称化处理, 意味着体系中核子本身的一些费米子属性被丢失了。因此, 经典的运动方程会使得初始呈 Fermi-Dirac 分布的相空间分布逐渐演化成 Boltzmann 分布。为了较好地描述核体系的费米子属性, 人们曾经引入了 Pauli 势^[2, 3]。虽然在一些核的基态性质等方面给出了较好的描述, 但是也产生了碰撞中虚排斥的问题。在 ImQMD 模型中我们引入了 M. Papa 等人提出的相空间占有数约束的方法^[2, 3]来弥补在 QMD 模型中丢失的一些费米子属性。由统计物理的概念我们知道, 对于量子体系的每一个状态可以对应于 $6N$ 维的 $(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ 空间中的一个大小为 h^3 的超立方体; 对于费米子而言, 也就是说其在大小为 h^3 的超立方体内所具有的同种类型的粒子数不超过 1。而由 QMD 模型本身的出发点我们知道, 它实际上仍然是基于经典的 BBGKY 理论而给出的输运方程。如果我们考察一个基态核的时间演化, 就会发现大小为 h^3 的超立方体内的占有数 $\bar{f}_i$ 会有

相当一部分超过 1。

$$\bar{f}_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i) = \sum_j \delta_{\tau_i \tau_j} \delta_{s_i s_j} \int_{h^3} f_j(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d\mathbf{r} d\mathbf{p}. \quad (2.15)$$

其中, $\bar{f}_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i)$ 是在相空间某一点 $\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i$ 处大小为 h^3 的超立方体内的平均相空间占有数, $f_j(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ 是 j 粒子在相空间的密度, τ_i, s_j 是粒子的同位旋及自旋。我们采用的相空间占有数约束的方法是: 检查每一时刻空间每个粒子处的相空间占有数 $\bar{f}_i$, 如果 $\bar{f}_i > 1$, 则对该粒子进行弹性散射以使得其相空间占有数 $\bar{f}_i \leq 1$, 并进行 Pauli 阻塞的检查^[2, 3]。当引入了相空间约束以后, 我们发现费米子的属性得到了很好的满足, 动量分布也更接近于费米子体系, 改进了核的基态性质的描述并大大地提高了核的稳定性等各项基态的性质^[2, 3]。

3. 引入体系大小依赖的核子波包宽度。我们知道在 QMD 中, 为了体现核子的量子性质, 每个核子由高斯波包来描述。严格意义上波包宽度应该随体系动力学演化而演化^[2, 3], 并且对于不同的反应体系而言, 在计算中所使用的波包宽度要有所不同^[2, 3]。而且波包宽度在某些情况下对所研究的反应结果的影响还是比较大的。但考虑动力学演化的波包宽度会导致计算耗时、系统稳定性变差等负面影响, 我们引入了随体系大小依赖的核子波包宽度。这不仅尽可能地考虑了量子效应, 并且没有增加计算量。基于平均场的知识, 我们了解到对于有限的核体系而言, 粒子应该被束缚在一个有限大小的范围之内, 而核体系的波函数与平均场的大小紧密相关。我们知道较重体系中核子在空间的几率分布要比轻的核体系的核子在空间的几率分布更宽, 这也就要求核子的波函数有较大的波包宽度。通过对 β 稳定线上一系列基态核性质随波包宽度变化规律的研究, 我们在 ImQMD 模型中给出了一个波包宽度对体系大小依赖的经验关系

$$\sigma_r = 0.16 \cdot A^{1/3} + 0.49 \text{ fm}. \quad (2.16)$$

其中 A 是核质量数, 反映了核体系的大小。

通过上述几个方面的改进, 我们小组所发展的 ImQMD 模型在低能融合反应等方面已经取得重要的进展^[2, 3], 并且为低能核反应的研究开辟了一个新的动力学方法。当然, 在低能反应中 ImQMD 模型本身还是存在一些问题值得进一步地考虑。比如说如何在我们的动力学模型中引入壳修正的效应、如何使基态核的性质更好等等。而这些问题对于低能融合反应、超重核研究等问题都有着重要

的影响。

2.2 ImQMD05 模型

改进的量子分子动力学模型 **ImQMD** 对于有限核体系的基态性质、低能融合反应的描述上取得了很大的成功^[2, 3]。我们对 **ImQMD** 模型中的平均场进行了进一步的改进 (称为 **ImQMD05** 模型), 从标准的 **Skyrme** 能量密度泛函出发得到体系的哈密顿量。Skyrme 相互作用的标准形式为^[2, 3]:

$$\begin{aligned}
 V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}) \\
 & + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) [P'^2 \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) P'^2] \\
 & + t_2 (1 + x_2 P_\sigma) P'^2 \cdot \delta(\mathbf{r}) P'^2 \\
 & + \frac{1}{6} (1 + x_3 P_\sigma) [\rho(\mathbf{R})]^\sigma \delta(\mathbf{r}) \\
 & + i W_0 \sigma \cdot [P'^2 \times \delta(\mathbf{r}) P'^2],
 \end{aligned} \tag{2.17}$$

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \quad \mathbf{R} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2), \tag{2.18}$$

$$P = \frac{1}{2i}(\nabla_1 - \nabla_2), \tag{2.19}$$

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2, \tag{2.20}$$

$$P_\sigma = (1 + \sigma_1 \sigma_2)/2, \tag{2.21}$$

P_σ 为自旋交换算符, t_0, t_1, t_2, t_3 和 x_0, x_1, x_2, x_3 为 **Skyrme** 相互作用的参数。此时 **Skyrme** 相互作用给出的势能的密度泛函为^[2]:

$$\begin{aligned}
 H_0 &= \frac{1}{4} t_0 [(2 + x_0) \rho^2 - (2x_0 + 1)(\rho_p^2 + \rho_n^2)] \\
 &= \frac{3}{8} t_0 \rho^2 - \frac{t_0}{4} \left(x_0 + \frac{1}{2} \right) \rho^2 \delta^2,
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

$$\begin{aligned}
H_3 &= \frac{1}{24}t_3\rho^\sigma[(2+x_3)\rho^2 - (2x_3+1)(\rho_p^2 + \rho_n^2)] \\
&= \frac{3}{48}t_3\rho^{\sigma+2} - \frac{t_3}{24}\left(x_3 + \frac{1}{2}\right)\rho^{\sigma+2}\delta^2,
\end{aligned} \tag{2.23}$$

$$\begin{aligned}
H_{eff} &= \frac{1}{8}[t_1(2+x_1) + t_2(2+x_2)]\tau\rho \\
&\quad + \frac{1}{8}[t_2(2x_2+1) - t_1(2x_1+1)](\tau_p\rho_p + \tau_n\rho_n),
\end{aligned} \tag{2.24}$$

当动能密度采用 Thomas-Fermi 近似，并忽略同位旋相关的动量相关项得到：

$$\begin{aligned}
H_{eff} &= \frac{3}{80}[3t_1 + (5+4x_2)t_2]\left(\frac{3\pi^2}{2}\right)^{2/3}\rho^{8/3} \\
&\quad + \frac{3}{40}\left(\frac{3\pi^2}{2}\right)^{2/3}\left\{\frac{5}{9}[t_1(x_1+2) + t_2(x_2+2)]\right. \\
&\quad \left.+ \frac{10}{9}[t_2(2x_2+1) - t_1(2x_1+1)]\right\}\rho^{8/3}\delta^2,
\end{aligned} \tag{2.25}$$

$$\begin{aligned}
H_{fin} &= \frac{1}{32}[3t_1(2+x_1) - t_2(2+x_2)](\nabla\rho)^2 \\
&\quad - \frac{1}{32}[3t_1(2x_1+1) + t_2(2x_2+1)][(\nabla\rho_n)^2 + (\nabla\rho_p)^2] \\
&= \frac{1}{64}[9t_1 - 5t_2 - 4x_2t_2](\nabla\rho)^2 \\
&\quad - \frac{1}{64}[3t_1(2x_1+1) + t_2(2x_2+1)](\nabla(\rho_n - \rho_p))^2,
\end{aligned} \tag{2.26}$$

$$H_{so} = \frac{1}{2}W_0[J \cdot \nabla\rho + J_p \cdot \nabla\rho_p + J_n \cdot \nabla\rho_n], \tag{2.27}$$

$$H_{sg} = -\frac{1}{16}(t_1x_1 + t_2x_2)J^2 + \frac{1}{16}(t_1 - t_2)(J_p^2 + J_n^2). \tag{2.28}$$

最后两项 H_{so} 、 H_{sg} 来源于自旋轨道耦合项，这两项也是壳修正来源。Mayer 和 Jensen 等人在 1949 年的研究证实，由于核的单粒子势存在强的自旋轨道耦合合作

用, 使单粒子能级发生大的劈裂, 全部再现了实验的幻数^[21]。这一部分的贡献在低能融合反应中, 特别是当弹靶的结构效应对反应结果影响比较大时, 将会十分重要^[21]。因此如何在 ImQMD 中自然地引入自旋轨道耦合部分的相互作用将对低能反应的动力学过程有非常重要的影响。而对于中高能反应, 由于反应体系激发能比较大, 自旋轨道部分可以忽略不计。

基于上述的 Skyrme 能量密度泛函, 我们对 ImQMD 进行了进一步的改进, 利用 Skyrme 势能密度泛函给出系统的势能, 并忽略自旋轨道耦合相互作用, 由 2.22、2.23、2.25、2.26 式, 我们将 Skyrme 势能密度泛函写为如下的形式:

$$V_{loc}(\rho(\mathbf{r})) = \frac{\alpha}{2} \frac{\rho^2}{\rho_0} + \frac{\beta}{\gamma+1} \frac{\rho^{\gamma+1}}{\rho_0^\gamma} + \frac{g_{sur}}{2\rho_0} (\nabla\rho)^2 + \frac{g_{sur,iso}}{\rho_0} [\nabla(\rho_n - \rho_p)]^2 + (A\rho^2 + B\rho^{\gamma+1} + C\rho^{8/3})\delta^2 + g_{\rho\tau} \frac{\rho^{8/3}}{\rho_0^{5/3}}, \quad (2.29)$$

前两项分别为两体项 (吸引项)、三体项 (排斥项), 第三项为表面项, 第四项为表面对称能项, 第五项是体对称能项, 最后一项是 H_{eff} 项中的动量密度采用 Thomas-Fermi 近似, 并忽略同位旋相关的动量相关项时得到的。通过对能量密度积分我们可以给出系统的能量。各项的系数可以由 Skyrme 相互作用的参数直接决定:

$$\alpha = \frac{3}{4} t_0 \rho_0, \quad (2.30)$$

$$\beta = \frac{1}{16} t_3 (\gamma+1) \rho_0^\gamma, \quad (2.31)$$

$$g_{sur} = \frac{1}{32} (9t_1 - 5t_2 - 4x_2 t_2) \rho_0, \quad (2.32)$$

$$g_{sur,iso} = -\frac{1}{32} [3t_1 (2x_1 + 1) + t_2 (2x_2 + 1)] \rho_0, \quad (2.33)$$

$$A = -\frac{t_0}{4} (x_0 + 1/2), \quad (2.34)$$

$$B = -\frac{t_3}{24}(x_3 + 1/2), \quad (2.35)$$

$$C = -\frac{t_1}{24} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \Theta_{sym}, \quad (2.36)$$

$$g_{\rho\tau} = \frac{3}{80} [3t_1 + (5 + 4x_2)t_2] \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho_0^{5/3}, \quad (2.37)$$

其中 $\Theta_{sym} = 3t_1x_1 - t_2(4 + 5x_2)$ 。

为研究核的基态性质，人们提出了很多套 Skyrme 参数。这些参数都能很好地描述常温常密条件下的核性质。但它们的无限核物质不可压缩系数 K_∞ 、有效质量 m^*/m 、对称能系数 α_s 等存在很大的差别。因此，外推到高密情况下的核态方程 (EoS) 随密度变化差别很大，特别是对称能随密度的变化趋势的差别更是明显。不同的 Skyrme 参数对应着不同的 EoS，所以选取不同的 Skyrme 参数对核反应进行模拟，通过考察对 EoS 敏感的观测量我们就可以得到 EoS 的相关信息。表 2.1 给出了几种常用的 Skyrme 相互作用的参数，相对应的 ImQMD05 中的参数及饱和密度下对称核物质的性质列在表 2.2。

表 2.1 Skyrme 有效相互作用参数。

	t_0 (MeV fm ³)	t_1 (MeV fm ⁵)	t_2 (MeV fm ⁵)	t_3 (MeV fm ^{3+3σ})	x_0	x_1	x_2	x_3	σ
SkP ^[2]	- 2931.70	320.62	- 337.41	18708.96	0.292	0.653	- 0.537	0.191	1/6
SIII ^[2]	- 1128.75	935.00	- 95.00	14000.00	0.450	0.000	0.00	1.0	1
SkM ^{*[2]}	- 2645.00	410.00	- 135.00	15595.00	0.090	0.000	0.00	0.00	1/6
SLy7 ^[2]	- 2480.80	461.29	- 433.93	13669.00	0.848	- 0.492	- 1.000	1.393	1/6
SkT5 ^[2]	- 2917.10	328.20	- 328.20	18584.00	- 0.295	- 0.500	- 0.500	- 0.500	1/6
SkT6 ^[2]	- 1794.20	294.00	- 294.00	12817.00	0.392	- 0.500	- 0.500	0.500	1/3

通过积分不难给出系统的势能：

$$U \simeq \frac{\alpha}{2} \sum_{i=1}^A \frac{\langle \rho \rangle_i}{\rho_0} + \frac{\beta}{\gamma + 1} \sum_{i=1}^A \frac{\langle \rho \rangle_i^\gamma}{\rho_0^\gamma}$$

表 2.2 Skyrme 参数给出的 ImQMD05 参数以及相应的饱和密度下对称核物质的性质。

	α (MeV)	β (MeV)	α_s (MeV)	γ	g_{sur} (MeV fm ²)	$g_{sur,iso}$ (MeV fm ²)	$g_{\rho\tau}$ (MeV)	K_∞ (MeV)	K_{sym} (MeV)	ρ_0 (fm ⁻³)	m^*/m
SkP -	356.2	303.0	30.02	7/6	19.47	- 11.35	0.00	201.8	- 262.7	0.163	1.00
SIII -	122.8	55.19	28.17	2	18.26	- 4.94	6.42	355.9	- 388.0	0.145	0.76
SkM* -	317.4	249.0	30.06	7/6	21.84	- 5.47	5.91	217.1	- 150.3	0.160	0.79
SLy7 -	295.8	216.6	32.00	7/6	22.78	- 2.27	9.92	230.5	- 116.4	0.159	0.69
SkT5 -	358.8	305.4	37.05	7/6	20.18	0.00	0.00	201.7	- 26.3	0.164	1.00
SkT6 -	216.6	163.7	30.00	4/3	17.75	0.00	0.00	236.3	- 213.1	0.161	1.00

$$\begin{aligned}
& + \frac{g_{sur}}{2\rho_0} \sum_{i=1}^A \sum_{j,j \neq i}^A \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{4\sigma_r^2} \right] \left[\frac{3}{2\sigma_r^2} - \frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{4\sigma_r^4} \right] \\
& + \frac{g_{sur,iso}}{\rho_0} \sum_{i=1}^A \sum_{j,j \neq i}^A t_i \cdot t_j \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{4\sigma_r^2} \right] \left[\frac{3}{2\sigma_r^2} - \frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{4\sigma_r^4} \right] \\
& + \sum_{i=1}^A (A \langle \rho \delta^2 \rangle_i + B \langle \rho^\gamma \delta^2 \rangle_i + C \langle \rho^{5/3} \delta^2 \rangle_i) \\
& + \frac{g_{\rho\tau}}{\rho_0^{5/3}} \sum_{i=1}^A \langle \rho^{5/3} \rangle_i, \tag{2.38}
\end{aligned}$$

其中, $\langle \rho \rangle_i$ 近似认为是除第 i 个核子外的所有其它核子在该点所贡献的平均密度之和,

$$\langle \rho \rangle_i = \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \sum_{j,j \neq i}^A \exp \left[-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{4\sigma_r^2} \right]. \tag{2.39}$$

由式 2.6, 不难得到体系的运动方程。对于体对称势部分, 当 γ 为非整数时, 很难得到对称能的解析表达式。因此我们利用了与文献 [?] 相同的方法, 即采用对称势而非对称能进行处理。对于对称势中含有 $A\rho^\gamma$ 形式的对称能, 我们有如下的运动规律:

对于中子,

$$\dot{\mathbf{r}}_{i=n}^{sym} = 0; \tag{2.40}$$

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{p}}_{i=n}^{sym} = & -A \left\{ [(\gamma-1)(\gamma-2)\delta_i^2 + 4(\gamma-1)\delta_i + 2] \langle \rho_n \rangle_i^{\gamma-1} \frac{\partial \langle \rho_n \rangle_i}{\partial \mathbf{r}_i} \right. \\ & \left. + [(\gamma-1)(\gamma-2)\delta^2 - 2] \langle \rho_n \rangle_i^{\gamma-1} \frac{\partial \langle \rho_p \rangle_i}{\partial \mathbf{r}_i} \right\}. \end{aligned} \quad (2.41)$$

对于质子,

$$\dot{\mathbf{r}}_{i=p}^{sym} = 0; \quad (2.42)$$

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{p}}_{i=p}^{sym} = & -A \left\{ [(\gamma-1)(\gamma-2)\delta_i^2 - 4(\gamma-1)\delta_i + 2] \langle \rho_n \rangle_i^{\gamma-1} \frac{\partial \langle \rho_p \rangle_i}{\partial \mathbf{r}_i} \right. \\ & \left. + [(\gamma-1)(\gamma-2)\delta^2 - 2] \langle \rho_n \rangle_i^{\gamma-1} \frac{\partial \langle \rho_n \rangle_i}{\partial \mathbf{r}_i} \right\}. \end{aligned} \quad (2.43)$$

$\delta = (\rho_n - \rho_p)/\rho$ 为同位旋不对称度, $\delta_i = (\langle \rho \rangle_i^n - \langle \rho \rangle_i^p)/\langle \rho \rangle_i$ 即第 i 个粒子所处位置的同位旋不对称度。而此处的 A 代表对称能中的 A, B, C 等系数, γ 为对称能中各项相应的指数 1, $\sigma+1, 5/3$ 。

另外, 我们对 Pauli 阻塞部分也进行了改进。在 Pauli 阻塞中严格区分了质子、中子, 并从两个方面进行了考虑。首先, 对量子体系, 位置与动量需满足测不准关系

$$\frac{4\pi}{3} r_{ij}^3 \cdot \frac{4\pi}{3} p_{ij}^3 \geq \frac{h^3}{8}. \quad (2.44)$$

对于不满足测不准关系的末态, 要将其阻塞。如何在半经典的量子分子动力学中有效地引入测不准关系, 对于某些碰撞过程敏感的物理问题有重要影响。其次, 对核子散射后的末态根据 Boltzmen-Uehling-Uhlenbeck 方程有以下的阻塞判据

$$P_{block} = 1 - (1 - P_i)(1 - P_j), \quad (2.45)$$

P_i, P_j 表示 i, j 粒子散射后的末态被其它粒子占有的几率。 i 粒子的末态被其它粒子占有的几率为:

$$P_i = \sum_{j, j \neq i}^A \frac{1}{(\pi \hbar)^3} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{2\sigma_r^2} \right] \exp \left[-\frac{(\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j)^2}{2\sigma_p^2} \right]. \quad (2.46)$$

此时 P_{block} 给出了 i, j 两个粒子散射后的末态被阻塞的几率。

动量相关项对很多问题都有着重要影响。由于 ImQMD 模型中的能量密度泛函动能密度部分采用了 Thomas-Fermi 近似, 因而丢掉了显含动量的项, 因此, 为研究动量相关项的影响, 文献 [?] 中所使用的直接动量相关项 $U(\Delta p)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ 被引入 ImQMD 中。其中

$$U(\Delta p) = 1.57[\ln(1 + 5 \times 10^{-4}\Delta p^2)]^2 \rho / \rho_0, \quad (2.47)$$

$$\Delta \mathbf{p} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2. \quad (2.48)$$

上述公式中 $U(\Delta \mathbf{p})$ 使用的单位为 MeV, $\Delta \mathbf{p}$ 为 MeV/c。对于 $T = 0$ 时的核物质而言, 动量相关项对核态方程的贡献为

$$1.57[\ln(1 + 21.54(\rho/\rho_0)^{2/3})(\rho/\rho_0)]. \quad (2.49)$$

动量相关部分的两粒子相互作用能量为

$$\begin{aligned} U^{MD}(1, 2) &= \int V^{MD}(1, 2) \rho_1(\mathbf{r}) \rho_2(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \\ &= \int t_4 \ln^2[1 + t_5(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2] \rho_1(\mathbf{r}) \rho_2(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \\ &= t_4 \ln^2[1 + t_5(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2] \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2}\rho_0} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{4\sigma_r^2}\right] \end{aligned} \quad (2.50)$$

其中当 $\Delta \mathbf{p}$ 的量纲为 MeV/c 时, $t_4 = 1.57 \text{ MeV}$, $t_5 = 5 \times 10^{-4} \text{ c}^2/\text{MeV}^2$ 。动量相关部分对体系能量的贡献为

$$U^{MD} = \frac{1}{2} \sum_{i,j} t_4 \ln^2[1 + t_5(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2] \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2}\rho_0} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{4\sigma_r^2}\right]. \quad (2.51)$$

由正则方程不难给出

$$\dot{\mathbf{r}}_i = \sum_{j,j \neq i} 4t_4 t_5 \ln(1 + t_5 \Delta p_{ij}^2) \frac{\Delta \mathbf{p}_{ij}}{1 + \Delta p_{ij}^2 t_5} \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2}\rho_0} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{4\sigma_r^2}\right], \quad (2.52)$$

$$\dot{\mathbf{p}}_i = \sum_{j, j \neq i} 2t_4 \ln^2(1 + t_5 \Delta p_{ij}^2) \frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{4\sigma_r^2} \frac{1}{(4\pi\sigma_r^2)^{3/2} \rho_0} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{4\sigma_r^2} \right]. \quad (2.53)$$

在考虑了动量相关项后，我们对中能重离子碰撞集体流的现象给出了较好的描述^[2, 3]。

第三章 中能质子引起的散裂反应

3.1 研究意义及研究现状

由于质子入射引起的散裂反应在材料科学^[1]、生物学^[1]、外科治疗^[2-4]、空间科学^[1]以及天文学^[1]等方面有着广泛应用,不论在理论上还是实验上,人们对散裂反应都进行了大量深入地研究。

3.1.1 研究意义

散裂反应在低能领域的应用:

自 20 世纪 50 年代, Berkeley 大学^[1]和 Uppsala^[1]大学首次开展利用质子治疗癌症及其它疾病的研究以来,带电粒子治疗在医学领域已经被广泛的应用。由于质子在其路径上的剂量深度分布在射程末端有一个能量沉积集中区,即所谓的 Bragg 峰,能精确地在病灶部位释放最大的剂量杀死病变细胞,并且不伤害正常组织。但因为质子的大部分能量由于与原子核外电子的电离损失掉了,所以其相对生物效率 (RBE) 不高,并不是最好的治疗方案。目前人们倾向于利用相对生物效应更高的轻带电粒子如 ^{12}C 、 ^{16}O 等粒子来进行治疗^[1]。但对质子入射引起的散裂反应的研究能为更好地了解这些反应过程的核内效应提供丰富的信息,为发展新的治疗方案提供借鉴。

散裂反应在高能领域的研究:

外层空间中充斥着大量的高能宇宙射线,这些射线对航天器以及宇航员的损伤是非常值得关注的。航天器的设计、宇航员的防护等方面的改进必须研究高能质子与航天器材料核 ^{27}Al 、 ^{56}Fe 等,以及与生物核素 ^{12}C 、 ^{16}O 、 ^{40}Ca 等的反应机制。另外,宇宙射线中高能质子轰击数字电子线路发生的核反应会引起电子线路的单粒子翻转事件 Single Event Upset (SEU),以及质子等高能带电粒子入射到半导体器件产生的位移效应 Single Event Effects (SEE),会导致设备失灵或损坏,严重影响航天飞行的安全^[1]。因此质子与半导体 ^{28}Si 元素的反应核数据是电子设备设计不可或缺的。

散裂反应在中高能领域的应用:

近年来,人们对散裂反应的研究再度成为热点,最主要的原因就是高通量中子源的广泛应用的需要^[5-10]。21 世纪,中子作为研究物质微观结构的一个

理想探针将在基础研究领域发挥重要的作用。中子散射技术已在很多基础学科如凝聚态物理、化学、生物工程、生命科学、材料科学等多学科领域的研究中被广泛采用。人工放射性同位素、中子活化分析、中子掺杂生产半导体器件、中子辐照加工等等,已被广泛应用于医疗和工业,并产生了巨大的经济效益。

展望 21 世纪中子科学装置的主流发展趋势,一是高通量研究性反应堆,另一是散裂中子源。目前反应堆中子源应用最为广泛。一般情况下反应堆中子源所能提供的中子注量率为 $10^{13-14} / \text{cm}^2 \cdot \text{s}$ 。20 世纪 90 年代之后,国际上已经有了高通量研究性反应堆,中子注量率可以达到 $10^{15} / \text{cm}^2 \cdot \text{s}$,一些大型的快堆,可达 $5 \times 10^{15} / \text{cm}^2 \cdot \text{s}$,接近反应堆中子源的极限,已是相当强的中子源。但由于反应堆散热技术的限制,反应堆提供的中子通量很难超过当前美国的 HF 高通量堆达到的最高指标 $3 \times 10^{15} / \text{cm}^2 \cdot \text{s}$ 。

散裂中子源的出现突破了反应堆中子源中子通量的极限。其原理比较简单,用中能强流质子加速器,产生 1 GeV 左右的中能质子轰击重原子核,一些中子被“剥离”,或被轰击出来,在核反应中被称为散裂。散裂反应和裂变反应的不同点是:它不释放那么高的能量,但它可以将一个原子核打成几块,可能是三块,也可能是四块,这个过程中会产生中子、质子、介子、中微子等产物,对开展核物理前沿课题研究和应用研究非常有用,且所产生的中子还会在相邻的靶核上继续通过核反应产生中子—即核外级联。一个质子在厚靶大概可以产生 20 到 30 个中子,这是散裂中子源的基本原理。散裂反应具有高有效中子通量、无放射性核废料等特征。

20 世纪 80 年代起,质子加速器驱动的散裂中子源逐渐地进入实际应用阶段。目前世界上运行的脉冲式散裂中子源主要有美国的 IPNS 和 LANSCE、英国的 ISIS 和日本 KEK 的 KENS 等。另有美国以橡树岭实验室 (ORNL) 为主的五大核科学实验室已携手合建的 SNS,俄罗斯 INR 的 MMF,日本的 J-PARC,韩国的 KOMAC,印度的 ISNS 等几个在建的大型散裂中子源项目。此外我国的散裂中子源 CSNS 概念设计已经完成,预制研究正在紧张进行之中,工程建设有望在近期启动。CSNS 质子束流功率为 100 kW,经过同步加速器后质子能量达 1.6 GeV,轰击钨靶产生有效脉冲中子通量达 $2.0 \times 10^{16} / \text{cm}^2 \cdot \text{s}$ 。

散裂反应在这些领域的应用显然需要大量的中能散裂反应核数据,不仅是中子源靶 Pb、Bi、W 等的散裂反应核数据,还包括设备结构材料 Al、Fe、Ni、Zr 等的散裂反应核数据。

在理论研究方面,由于重离子反应能够产生高温高密核物质,提供丰富的可

观测量而受到理论物理学者的关注, 已经成为核物理研究的重要实验手段。与重离子碰撞不同, 散裂反应无法提供高温高密核物质的信息, 这是散裂反应的缺陷, 但也是其优势所在。散裂反应在入射能量不是很高的情况下, 反应过程中靶核的温度、密度变化不大, 是研究常温常密核性质非常有利的手段, 并且可以更确切地提高饱和密度以下的 EoS 信息。

3.1.2 研究现状

正是由于散裂反应应用日益广泛, 散裂反应核数据, 包括碎块质量分布、出射粒子能谱, 特别是出射中子的双微分截面的需求越来越大。实验上对一些人们感兴趣的反应体系做了测量, 给出了一些出射中子的双微分截面。但这远远不能满足实际应用的需求。完全依靠实验来提供所需要的核数据是不现实的。因此理论模型计算十分重要。目前, 有几种常用的模型被用于模拟散裂反应。我们在这里做一些简单的介绍。

1. 基于 Intranuclear-Cascade-Evaporation (INCE) 模型^[2, 1]的 High Energy Transport Code (HETC)^[2, 1]、Nuclear Meson Transport Code (NMTC)^[2, 1]和 LAHET^[2, 1]等模型。这些模型都是基于核内级联—蒸发两步过程的思想。NMTC 利用核内级联—蒸发模型计算入射粒子能量的上限是 3.0 GeV。HETC 考虑了核内级联、预平衡发射、高能裂变和蒸发过程, 采用核内级联的 Bertini 模型, 利用 Mento-Carol 方法模拟入射粒子 (质子、中子、 π 、 μ 介子等) 在核碰撞过程中产生的粒子的轨迹。对于核子和核碰撞, 入射粒子能量小于 3.5 GeV 时, 利用核内级联模型计算反应的非弹性碰撞, 大于 3.5 GeV 时, 利用核内级联外推蒸发模型计算。对于 μ 介子和核碰撞, 这个截断能量为 2.5 GeV。LAHET 程序利用可用于计算 p 、 α 等入射的交替核内级联模型取代 HETC 中的 Bertini 模型, 用 Fermi 崩裂模型取代蒸发模型中的轻核崩裂模型, 在核内级联和蒸发过程之间考虑了多步预平衡激子模型 (MPE)。

2. 运动源 Moving Source (MS) 模型^[2, 2]。MS 模型的基本观点是由核子组成的温度为 T 的“热源”在实验室系下以一定的速度 β 运动, 并按一定的分布发射核子或者碎块, 这个分布可以用温度来描写。在质心系中测量到的碎块能谱是一个麦克斯韦分布。通过拟合能谱可以得到源的温度和速度。假设温度为 T 的粒子在热源自身参考系中按一个指数形式的分布各项同性地发射, 那么实验室系下

粒子出射双微分截面可以表示为

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_{kin}} = p \frac{A}{T} \exp \left\{ - \left(\frac{E_{kin} + m - p\beta \cos \theta}{(1 - \beta^2)^{1/2}} - m \right) / T \right\}, \quad (3.1)$$

其中, E_{kin} (MeV)、 p (MeV/c) 与 θ 分别是出射粒子的实验室下的动能、动量与出射角度。参数 A (mb/sr/(MeV/c))、 β 和 T (MeV) 分别是振幅、速度与温度。 m 是自由核子质量。对于散裂反应, 公式 3.1 应写为

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_{kin}} = \sum_{i=1}^3 p \frac{A_i}{T_i} \exp \left\{ - \left(\frac{E_{kin} + m - p\beta_i \cos \theta}{(1 - \beta_i^2)^{1/2}} - m \right) / T_i \right\}. \quad (3.2)$$

三个成分 $i = 1, 2, 3$ 对应着核内级联、预平衡及核子蒸发过程。温度是一个热力学平衡时的热力学量, 从这个意义上来讲, 前两个阶段的温度是没有意义的, 只是引进了局域平衡假定, 此时的温度可以认为是局域平衡温度。参数由拟合粒子双微分截面的实验数据给出。

3. QMD 模型。利用 QMD 模型来研究 (p, xn) 和 (p, xp) 反应的双微分截面的工作首先是由 Peilert 等人^[2]完成的。Peilert 利用 QMD 模型计算时并没有考虑末态激发残余核的衰变。Niita 等人^[2, 3, 4, 5]用 QMD 结合统计衰变模型 (SDM) 研究了散裂反应。在转换时间 $t_{sw} = 100$ fm/c 后用 SDM 模型描写 QMD 末态激发态残余核的衰变过程, 对 100 MeV 到 3 GeV 的质子入射引起的散裂反应的出射中子双微分截面进行了很好的描述。樊胜等人^[2, 3]用 QMD 对质子入射引起的散裂反应的出射中子双微分截面、产物质量分布等进行了研究。工作中没有人为地引入时间开关参数 t_{sw} , 只是延长 QMD 的计算时间, 直到余核能量不能再发射粒子为止。也得到了令人满意的结果。Abdel-Waged^[2, 3]也用 UrQMD 模型对入射能量在 GeV 以上的散裂反应进行了一系列的研究。

3.2 中能质子散裂反应机制的研究

3.2.1 研究方法

对于实验数据的描述, 特别是对散裂中子源的应用很重要的中子双微分截面的描述, 我们前面介绍过的理论模型之间存在着一些差异。另外, 大多数的模型计算或多或少都有一些需要调整的参数, 这无疑限制了模型对未知实验的预

言能力。因此,对于工程应用迫切需要一个更好的、参数较少的理论模型能对出射中子双微分截面给出更为精确的预言。ImQMD05 模型的优势在于模型的参数是直接由 Skyrme 相互作用得到,所以我们可以工作中采用不同的 Skyrme 参数来研究 EoS 对质子入射引起的散裂反应的影响。因此本工作有双重的意义:一是通过与实验数据的比较,寻找能更好描述散裂反应的 Skyrme 参数,从而能够预言当前未有的数据。二是利用目前已有的大量的散裂反应核数据来检验我们的 ImQMD 模型,并抽取 EoS 的信息。

我们知道,散裂反应主要分为三个阶段:第一阶段为级联反应,核子-核子相互碰撞打出少数核子,其能量较高,朝前发射趋势很明显,同时还有相当一部分能量变成残余核的激发能;第二个阶段为预平衡阶段,系统在趋向平衡过程中的每一个中间态都有一定的发射粒子的几率,趋向平衡与粒子发射间存在着相互竞争;这两个过程可以用微观输运理论来描述;第三个阶段为复合核阶段,激发的残余核通过蒸发核子与裂变释放激发能退激到基态。这一过程可以用平衡态统计理论来描述。所以在本工作中,我们采用改进的量子分子动力学 (ImQMD05) 模型结合统计衰变模型 (SDM) 研究入射能量在 1 GeV 以下的质子入射引起的散裂反应。

在进行反应动力学过程模拟之前,严格地挑选基态性质好的初始核对最后的计算结果十分重要。因为激发的初始核出现的虚的核子发射会最终影响到低能端的能谱。一个好的初始核,我们不仅要求它的初始结合能和方均根半径与实验值相符合,并且要求它在一定的时间内保持稳定。在我们的计算中结合能的变化范围控制在 ± 0.1 MeV,而方均根半径的变化范围,轻核控制在其方均根半径的 $\pm 10\%$,重核则控制在 $\pm 5\%$ 。只有在足够长时间内没有明显的核子发射而保持稳定的核才被认为是好的初始核,而被储存起来用于核反应模拟。图 3.1 给出的是 ^{56}Fe 、 ^{208}Pb 基态结合能与方均根半径随时间的演化。

这里要说明的是,在我们的工作中,并没有采用体系大小依赖的核子波包宽度,原因有两个:1. 体系大小依赖的核子波包宽度,2.16 式,是 N. Wang 等人在研究低能融合反应时,通过研究一系列稳定线上的核的基态性质随波包的变化拟合得到的^[2, 3]。并且 QMD 参数也经过了调整以适合低能反应的研究,而这套参数与我们研究中高能反应的参数有比较大的差别。当更换平均场参数后,波包宽度对体系大小的依赖关系也应该做相应的调整。所以对于一些平均场参数下如果仍采用这样的体系大小依赖的波包宽度,很难抽出稳定的初始核,特别是对于很轻的核,如 ^{16}O 。而要对多套平均场参数重新拟合给出体系大小依赖的波

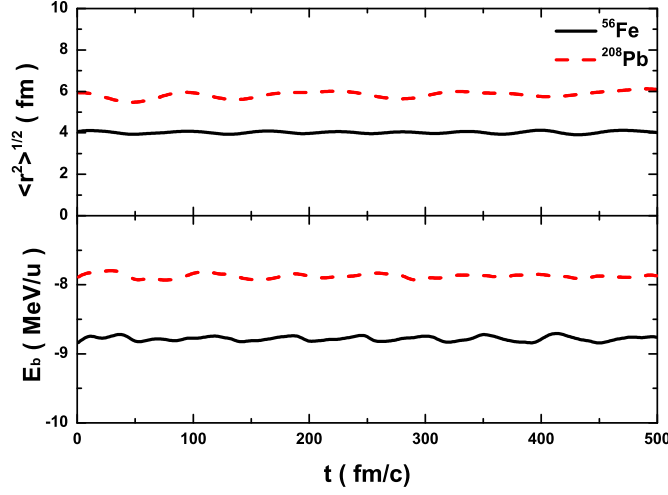


图 3.1 ^{56}Fe , ^{208}Pb 基态结合能与方均根半径随时间的演化。

包宽度工作量是比较大的。2. 波包宽度的体系大小依赖只是在初始时刻被考虑, 当弹靶接触甚至形成复合核时, 核子波包应该根据新的平均场进行调整, 这要在 ImQMD 模型中实现还有一定的困难。所以为了简单起见, 我们采用了传统的 $\sigma_r^2 = 2.0 \text{ fm}^2$ 。关于这个问题我们在后面还会进行一些讨论。

这部分工作中, 对于核子-核子碰撞, 我们采用的是 Cugnon 给出的参数化的同位旋依赖的自由核子-核子散射截面^[2]。

在适当的时刻 (后面我们再讨论如何选取这个时间), 我们停止 ImQMD 计算, 并用 QMD 计算中常用的 Coalescence 模型对核子进行成块的判断。所有相对动量小于 P_0 并且相对位置小于 R_0 的核子认为属于同一个块。这里取 $P_0 = 300 \text{ fm/c}$, $R_0 = 4.5 \text{ fm}$ 。然后在块自身质心系下计算其总能量, 扣除相应核素的基态能量得到残余核的激发能。核素的基态能量从核素质量表中得到, 质量表中没有的核素利用质量公式计算得出

$$E_{Bin} = -15.6A + 17.23A^{2/3} + 46.57 \frac{(N - Z)^2}{2A} + \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{1.24A^{1/3}}. \quad (3.3)$$

在统计衰变模型计算中, 我们只考虑 p 、 n 、 d 、 t 、 ^3He 、 α 等轻粒子的发射。其它更重的复杂粒子也可能发射, 但其几率要远远小于这些轻粒子发射。并且由于电离作用, 即使这些粒子从原子核中被击出, 也很难逃逸出靶体。所以我们不考虑这些复杂粒子的发射。由于质子引起的散裂反应中由入射质子带入的角动量很小, 所以在统计衰变模型中不考虑角动量的影响。另外, γ 粒子的发射也不

考虑。SDM 的简单介绍请参见附录 A。更详细的介绍可以参考文献 [??]。

图 3.2 给出了 800 MeV $p + {}^{56}\text{Fe}$ 反应中出射到实验室系 30° 角的中子双微分截面。其中点线是 ImQMD05 计算的结果，虚线是 SDM 计算残余核衰变的贡献。实线是 ImQMD05 + SDM 的结果。从图中能够很清楚地看到散裂反应的两个阶段对最终截面的贡献。

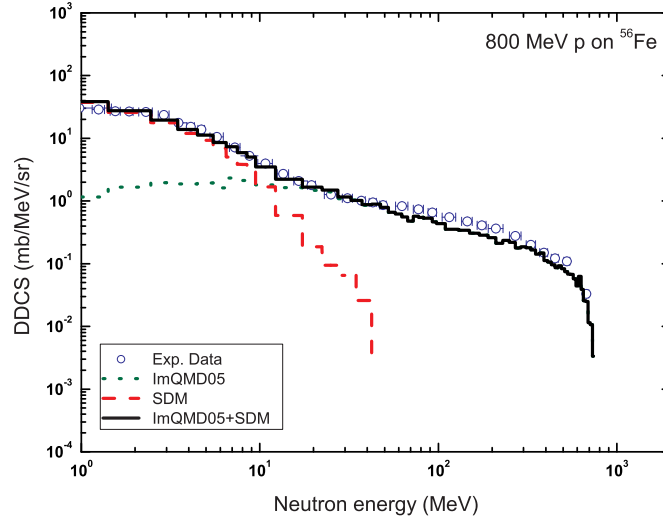


图 3.2 800 MeV $p + {}^{56}\text{Fe}$ 反应的实验室系 30° 角出射中子双微分截面。实验数据取自文献 [?]。点线是 ImQMD05 计算的结果，虚线是 SDM 计算残余核衰变的贡献。实线是 ImQMD + SDM 的结果。

出射粒子的能谱与双微分截面分别按如下公式计算：

$$\frac{d\sigma}{dE} = \int_0^{b_{\max}} 2\pi b f(E, b) db = \sum_{i=1}^{i_{\max}} 2\pi b_i \Delta b f(E, b_i), \quad (3.4)$$

其中 $f(E, b_i)$ 是当碰撞参数为 b_i 时出射粒子能量为 E 的几率。

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \int_0^{b_{\max}} 2\pi b f(E, \Omega, b) db = \sum_{i=1}^{i_{\max}} 2\pi b_i \Delta b f(E, \Omega, b_i), \quad (3.5)$$

其中 $f(E, \Omega, b_i)$ 是当碰撞参数为 b_i 时能量为 E 的粒子出射到单位立体角 Ω 内的几率。最大碰撞参数取为 $b_{\max} = 1.15A^{1/3} + 4.4a \text{ fm}$ ，为最大核半径， $a = 0.54 \text{ fm}$ 。

为获得足够好的统计性质，对立体角的统计取

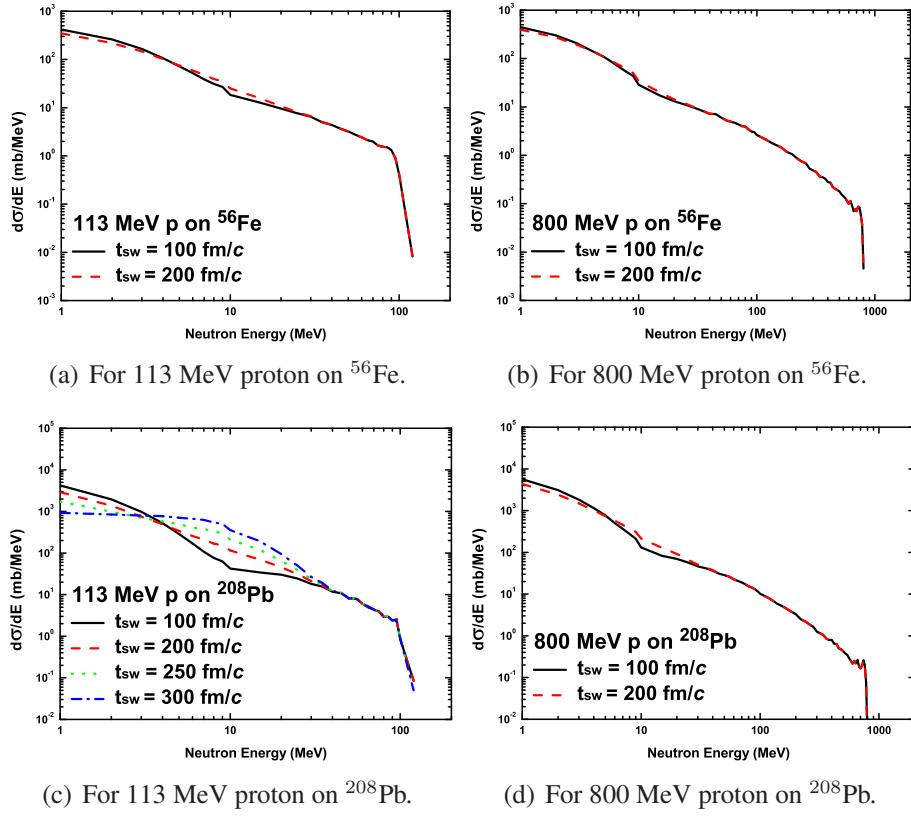
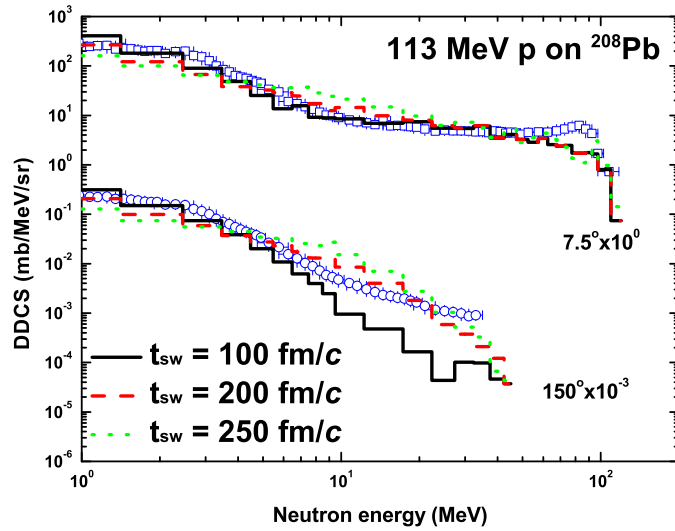
$$\theta = \begin{cases} \theta \pm 5^\circ, & \theta < 90^\circ, \\ \theta \pm 10^\circ, & \theta \geq 90^\circ. \end{cases} \quad (3.6)$$

而对能量的统计取

$$E = \begin{cases} E \pm 1.0 \text{ MeV}, & E \leq 10 \text{ MeV}, \\ E \pm 2.5 \text{ MeV}, & 10 \text{ MeV} < E \leq 100 \text{ MeV}, \\ E \pm 10.0 \text{ MeV}, & 100 \text{ MeV} < E \leq 1000 \text{ MeV}. \end{cases} \quad (3.7)$$

首先，我们来研究从 ImQMD05 转换到 SDM 模型的开关时间 t_{sw} 的选取。在我们的计算中将反应基本达到局域平衡时的时间取为 t_{sw} ，然后进行统计衰变计算。Niita 等人在他们的工作中对所有的反应体系这个时间选为 $100 \text{ fm}/c$ ^[7]。我们认为 t_{sw} 应该依赖于入射能量与体系大小。图 3.4 给出了 113、800 MeV 质子打 $^{56}\text{Fe}/^{208}\text{Pb}$ 四个反应体系，不同开关时间下得到的出射中子的能谱。可以看出，对于较小的靶核，及高能质子打重核的情况， t_{sw} 选取 $100 \text{ fm}/c$ 与 $200 \text{ fm}/c$ ，出射中子的能谱基本没有差别，此时将局域平衡看做全局平衡是可行的。但对于较低能量的质子打重的靶核，在 $200 \text{ fm}/c$ 以后仍然有能量在几个 MeV 至几十 MeV 的中子出射。

经过与实验数据做系统的比较，我们发现：高能情况下选取 $t_{sw} = 100 \text{ fm}/c$ ，低能情况下选取 $t_{sw} = 200 \text{ fm}/c$ 能很好地统一地描述一系列散裂反应。这个时间比 Niita 等人选取的 $t_{sw} = 100 \text{ fm}/c$ 长，因为我们发现在 ImQMD05 计算中，对于低能质子入射重靶的情况，在 $100 \text{ fm}/c$ 时反应的动力学过程并没有完全结束。另外 t_{sw} 的选取也与模拟时弹靶的初始距离有关。以 $113 \text{ MeV } p + ^{208}\text{Pb}$ 为例，图 3.4 比较了 $t_{sw} = 100, 200, 250 \text{ fm}/c$ 时实验室系 7.5° 与 150° 角上的中子双微分截面。其中空心方块和圆是取自文献 [?] 的实验数据。可以看到，高能区的截面在反应早期就已经形成，并且不再随时间而有太大变化。而中能区的截面会随着时间的推移持续地增长。在 $t_{sw} = 200 \text{ fm}/c$ 时理论计算得到的截面与实验符合得比较好。

图 3.3 不同 t_{sw} 下的出射中子能谱。图 3.4 $t_{sw} = 100$ 、200、250 fm/c 时计算得到的出射中子双微分截面。

3.2.2 散裂反应机制研究

首先,我们在 ImQMD05 模型中采用不同的 Skyrme 有效相互作用力,研究不同的核子-核子有效相互作用对散裂反应的影响。计算中用的 5 套 Skyrme 参数分别是 SIII、SkT6、SkM*、SLy7 及 SkP。它们对应的核态方程不可压缩系数由大到小依次递减。SIII 提供的核态方程最硬, $K_{\infty} = 355.9 \text{ MeV}$, 而 SkP 提供的核态方程最软, $K_{\infty} = 201.9 \text{ MeV}$ 。并且它们给出的有效质量 m^*/m 也不一样。具体的参数及相应的饱和密度下对称核物质的性质见表 2.1、2.2。

用这 5 套 Skyrme 参数,我们计算了 800 MeV 质子入射引起的散裂反应。选取的靶为 ^{16}O 、 ^{27}Al 、 ^{56}Fe 、 ^{112}Cd 、 ^{184}W 及 ^{208}Pb , 涵盖了由轻到重的核素。并且对于这些反应已经有测量结果,给出了出射中子的双微分截面。模拟计算中,为了节省 CPU 时间,对轻靶反应 ^{16}O 、 ^{27}Al 及 ^{56}Fe 每个碰撞参数取 5000 次事件,而对重靶反应 ^{112}Cd 、 ^{184}W 及 ^{208}Pb 每个碰撞参数只取 2000 次事件。虽然事件数不够多,但已经能够满足试探性地研究 Skyrme 有效相互作用的影响的要求。开关时间 $t_{sw} = 100 \text{ fm}/c$ 。

图 3.5 给出了这 6 个反应体系出射中子在实验室系中 30° 、 60° 、 120° 及 150° 角上的双微分截面与实验数据^[7]的比较。

从结果可以看出,除了 SkM* 这套参数计算重核 ^{184}W 及 ^{208}Pb 的结果在低能端与实验值偏离得较远外,理论计算给出的结果与实验数据符合得还是很好的。5 套 Skyrme 参数中,SkP 给出的结果与实验数据符合得最好。另外我们可以看到,这几种 Skyrme 有效相互作用给出的中子朝前出射 (30° 、 60° 角) 能谱是很接近的。这是因为中子能谱的高能部分在反应早期非平衡过程就已经决定了。由于出射的中子能量比较高,受到平均场的影响很弱,起主要作用的是核子-核子碰撞过程。而对于背角 (120° 、 150° 角) 出射的中子能谱,情况刚好相反,不同的有效相互作用给出的结果有比较明显的差别。为了弄清楚造成这种差别的原因,我们研究了出射中子经历的动力学过程。以 $800 \text{ MeV } p + ^{56}\text{Fe}$ 反应为例,我们观察了在这 5 种有效相互作用下出射到不同角度上的中子所经历的碰撞数。我们只对能量高于 50 MeV 的中子进行统计,这样可以避免低能中子带来不必要的影响。结果列在表 3.1。

我们发现,在所有的 Skyrme 有效相互作用下, 30° 、 60° 角出射的中子经历的碰撞次数基本上是相同的。而对于 120° 、 150° 角的情况,虽然由于模拟事件数不足可能会造成一定的统计误差,但仍然可以看到在不同的 Skyrme 有效相互

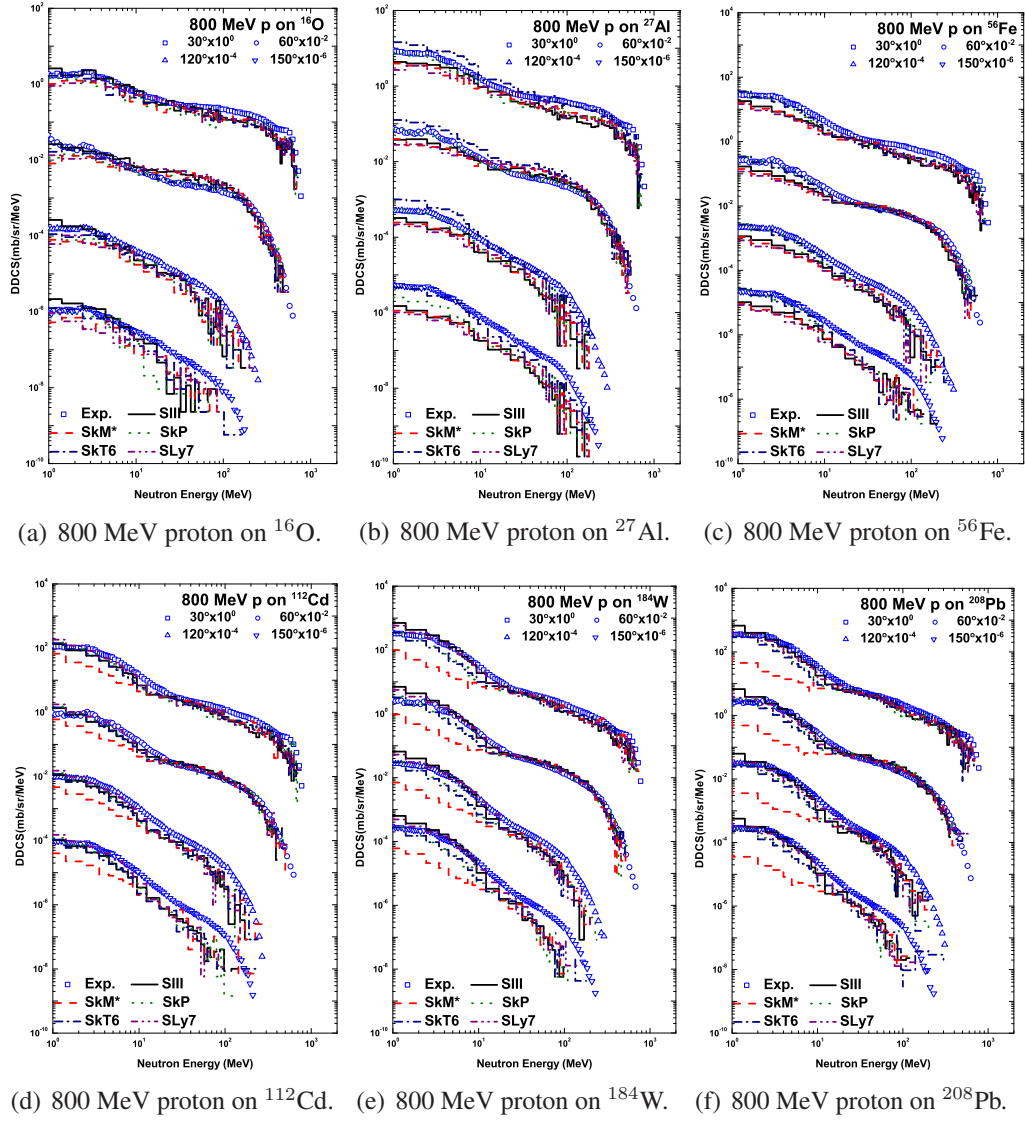


图 3.5 不同 Skyrme 参数计算得到的出射中子双微分截面与实验值的比较。实验数据取自文献 [?]。

表 3.1 采用不同 Skyrme 相互作用计算给出的 800 MeV $p + {}^{56}\text{Fe}$ 反应中出射能量大于 50 MeV 的中子经历的碰撞次数。(null 表示没有中子出射)。

b (fm)	Skyrme	30°	60°	120°	150°
b = 0.5	SIII	2.25	1.64	2.18	2.25
	SkM*	2.38	1.57	2.41	1.00
	SkP	2.70	1.80	2.50	3.00
	SkT6	2.71	1.96	2.91	2.00
	SLy7	2.02	1.61	2.00	2.33
b = 2.5	SIII	2.51	1.64	2.14	2.75
	SkM*	2.47	1.66	2.66	2.50
	SkP	2.84	2.00	4.18	4.00
	SkT6	2.64	1.95	3.30	4.00
	SLy7	2.58	1.52	2.36	3.50
b = 4.5	SIII	2.69	1.44	null	null
	SkM*	2.85	1.39	1.50	5.00
	SkP	2.79	1.84	2.00	2.00
	SkT6	2.69	1.76	3.00	null
	SLy7	2.25	1.48	2.00	null

作用下, 出射中子经历的碰撞次数存在很明显的差别。所以, 相对朝前出射的中子, 朝后出射的中子受到平均场的影响更大, 经历的动力学过程要更复杂。

受到有效相互作用影响最明显的是低能部分的中子双微分截面。我们都知道, 出射的低能粒子源于反应末期激发残余核的退激衰变过程。出射什么样的粒子, 出射多少取决于残余核的大小、激发能的高低。激发能越高, 出射的粒子越多。因此, 中子双微分截面低能部分的差别应该是由 ImQMD05 模型计算采用不同 Skyrme 有效相互作用, 生成的残余核的激发能不一样造成的。由于散裂反应非平衡过程中只会发射少量的高能量的核子, 所以形成的残余核大小不会有太大差别, 所以我们可以通过计算 ImQMD05 模拟给出的末态残余核的平均激发能来研究这个问题。表 3.2 列出了 6 个反应体系采用不同有效相互作用计算得到的残余核的平均激发能。

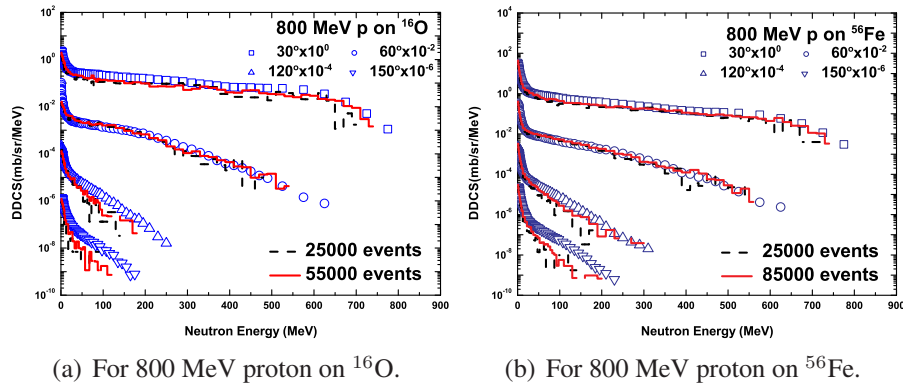
从表中我们可以发现, 不同 Skyrme 有效相互作用给出残余核的平均激发能大小顺序与出射中子双微分截面低能部分的顺序存在一一对应的关系。SkM* 这套参数给出的平均激发能明显低于其他几套参数的结果, 特别是对重核 ${}^{112}\text{Cd}$ 、 ${}^{184}\text{W}$ 、以及 ${}^{208}\text{Pb}$ 。因而造成了 SkM* 计算得到的低能中子双微分截面过低。目前我们还没弄清楚是什么原因导致了不同的 Skyrme 有效相互作用给出的残余核激发能存在如此大的差别, 特别是 SkM* 这套参数给出那么低的残余核激

表 3.2 采用不同 Skyrme 相互作用计算给出的 6 个反应中生成的残余核的平均激发能。

$\langle E^*/A \rangle$ (MeV)	O	Al	Fe	Cd	W	Pb
SIH	1.15	1.05	0.75	1.10	1.21	0.90
SkM*	0.60	0.80	0.57	0.46	0.19	0.11
SkP	0.93	1.32	1.16	1.03	0.69	0.65
SkT6	1.14	2.01	1.24	0.99	0.66	0.62
SLy7	0.55	0.69	0.49	1.02	0.92	0.59

发能。但是我们发现 SkP 与 SkT6 这两套参数给出的中子双微分截面与残余核平均激发能都很接近，很可能是因为 SkP 与 SkT6 提供了相近的 EoS 不可压缩系数以及有效质量，这导致了它们的输运过程中有着类似的动力学过程。

从当前的结果来看，我们的计算对出射中子双微分截面高能端不能很好地描述，不但涨落比较大，而且没能统计到实验上测到的最高能量的中子。我们认为这是因为模拟事件数太少造成的。特别是大碰撞参数下的反应对截面的权重大，而且由于核表面密度低，碰撞几率不高，更需要大量的统计事件。图 3.6 是分别采用 25000、55000 次事件模拟 $p + {}^{16}\text{O}$ ，25000、85000 次事件模拟 $p + {}^{56}\text{Fe}$ 给出的出射中子双微分截面结果的比较。我们可以看到，增加模拟事件后对双

图 3.6 模拟事件数对 800 MeV 质子入射 ${}^{16}\text{O}$ 、 ${}^{56}\text{Fe}$ 靶的出射中子双微分截面的影响。

微分截面高能端的尾部描述有了一定的改善，并且涨落也小了。虽然还是不能完全再现实验数据，但说明只要事件数足够多，我们的模型是可以给出足够精度的结果的。

现在，利用 ImQMD05 结合 SDM 模型，我们对 800 MeV 质子引起的散裂反应做了比较成功的描述。我们下一步工作就是将研究推广到入射能量更低的反应中去。在高能入射情况下得到的结论是否适用于低能入射？我们首先观察了在

低能入射时有效相互作用对散裂反应的影响。我们以 113、256、597、800 MeV 质子入射 ^{56}Fe 靶为例，采用了 EoS 最硬的 SIII 参数和 EoS 最软的 SkP 参数这两套参数进行了研究。将得到的出射中子双微分截面与实验数据进行了比较，结果如图 3.7 所示。

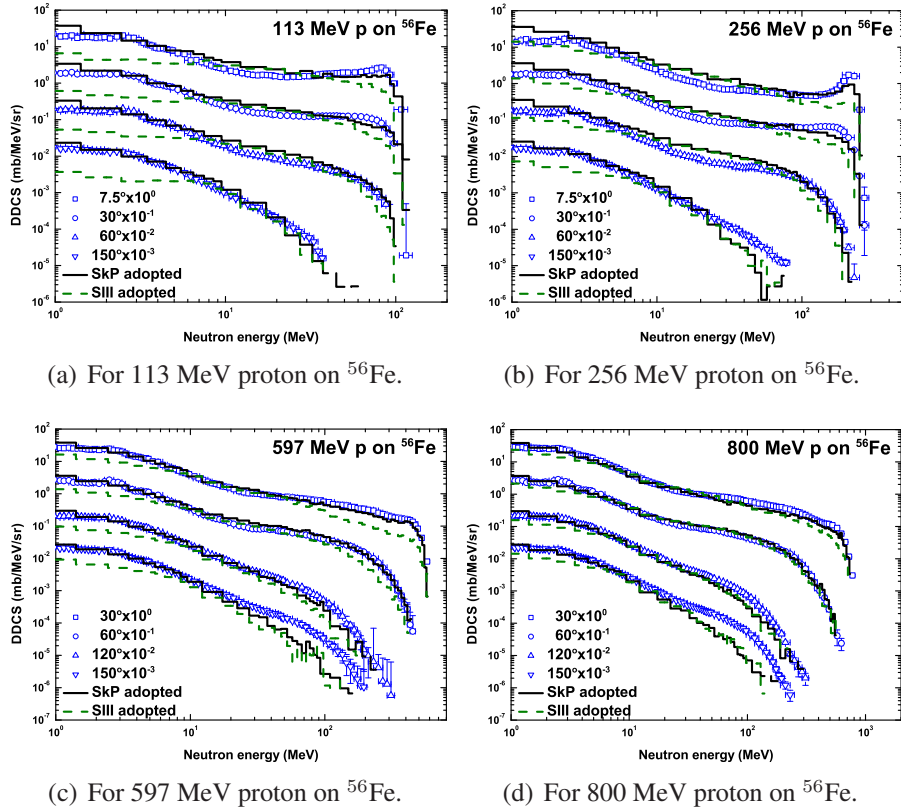


图 3.7 SkP、SIII 参数计算 113、256、597、800 MeV 质子入射 ^{56}Fe 靶给出的出射中子双微分截面与实验值的比较。能量为 113、256、597、800 MeV 的实验数据分别取自文献 [???]。

可以看到，随着入射能量的降低，SIII 与 SkP 这两套参数给出的出射中子双微分截面不仅仅在低能部分差异越来越大，并且在朝前角度高能部分也出现了明显的差别。这说明在低能入射的情况下，入射的质子与靶核相互作用的时间比较长，平均场所起到的作用比高能入射有所增强，这时候有效相互作用的选取对最终的结果影响不可忽视。从结果看，SkP 这套参数计算得到的出射中子双微分截面在所选的 4 个反应能量下与实验值符合得都很好。说明软的核态方程适合描述中高能散裂反应，这与重离子反应的研究给出的软的核态方程更适合描述重离子反应的结论是一致的[?]。

下面我们就用 SkP 这套 Skyrme 有效相互作用参数对中能质子入射引起的散裂反应进行了一系列的计算。选取的入射能量为 113、256、597、800 MeV，靶核包括 ^{16}O 、 ^{27}Al 、 ^{56}Fe 以及 ^{208}Pb 。为了得到比较精确的结果，我们增加了模拟事件，对 ^{16}O 、 ^{27}Al 、 ^{56}Fe 以及 ^{208}Pb 分别采用了 55000、65000、85000 及 55000 次反应事件进行模拟，并且以碰撞参数作为权重进行分配。开关时间统一选取为 $t_{sw} = 200 \text{ fm}/c$ 。得到的出射中子双微分截面如图 3.8—3.11 所示。

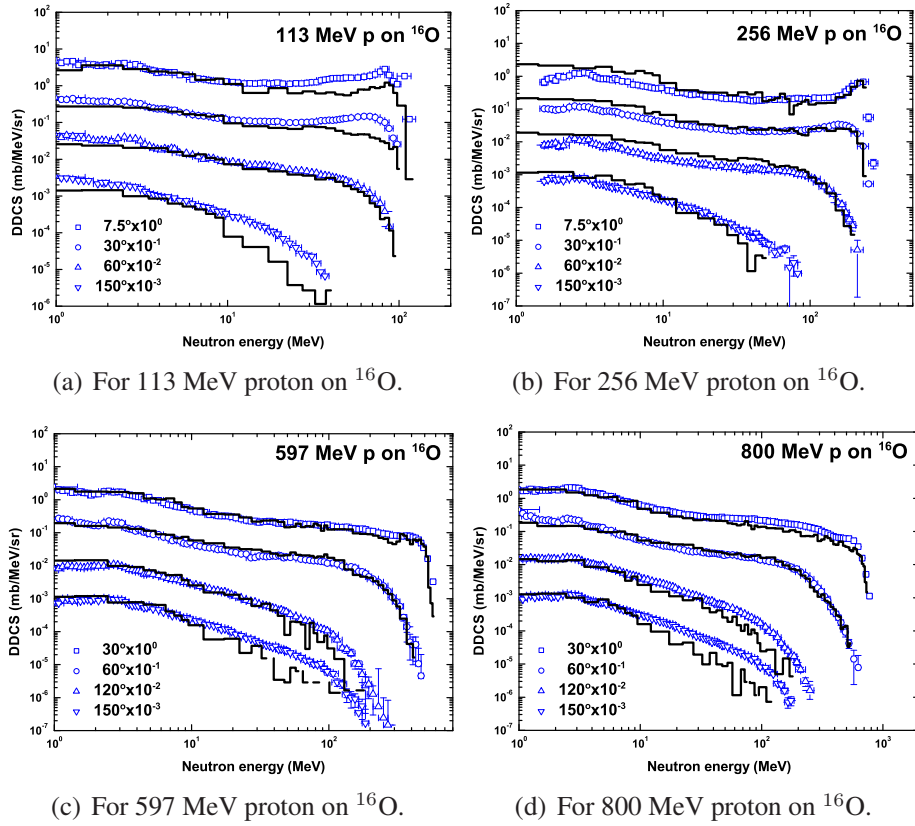


图 3.8 113、256、597、800 MeV 质子入射 ^{16}O 靶的出射中子双微分截面理论计算结果与实验值的比较。数据来源同图 3.7。

可以看到，理论计算结果与实验符合得相当好。特别是入射能量 113、256 MeV 的结果，在各个角度上都能很好地再现实验数据。只是当入射能量为 597、800 MeV 时，背角 120° 、 150° 上理论计算的结果比实验值偏低。我们认为这是因为 ImQMD05 模型中对于核子—核子散射截面采用的是自由核子—核子散射截面造成的。为具体讨论这个问题，我们研究了不同碰撞参数下的出射中子对最终双微分截面的贡献。图 3.12 给出的是不同约化碰撞参数下中子出射的几率的比较。考虑到不同碰撞参数对最终截面贡献的权重，我们同样给出射几率按

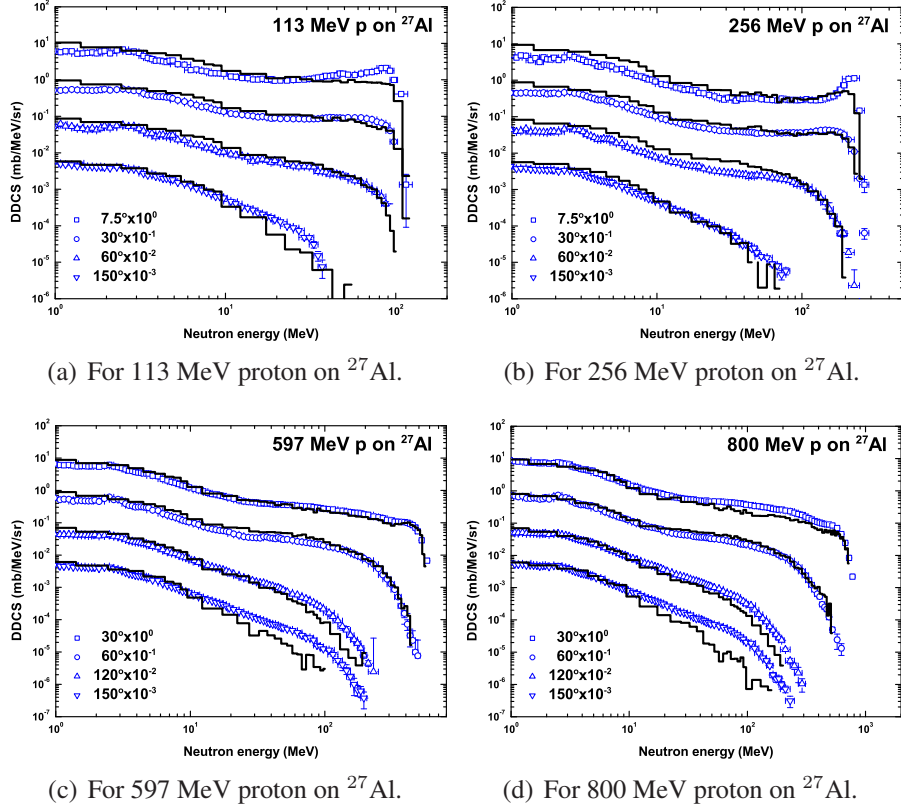


图 3.9 113、256、597、800 MeV 质子入射 ^{27}Al 靶的出射中子双微分截面理论计算结果与实验值的比较。数据来源同图 3.7。

碰撞参数赋了权重：

$$D_b = f(E, \Omega, b) b \Delta b \quad (3.8)$$

D_b 即式 3.5 中求和的各组分。

从图中可以看到，无论是低能 113 MeV 还是高能 800 MeV 入射，前角出射的、能量在入射能附近的中子都主要来源于大碰撞参数下的反应。大碰撞参数下碰撞主要发生在核密度比较低的表面。而我们知道，如果介质密度很低，介质内的核子-核子散射截面与自由的核子-核子散射截面相差不大，即 $\sigma_{NN}^* \simeq \sigma_{NN}^{\text{free}}$ 。因此即便我们在 ImQMD05 中采用的是自由核子-核子散射截面进行计算，也能得到与实验数据符合得很好的结果。而对于背角出射的中子，情况有些不同。我们先来看低能 113 MeV 入射的情况。这时虽然擦边碰撞与中心碰撞的差别减小，但是擦边碰撞对最终截面的贡献还是略微高于中心碰撞。此时采用自由核

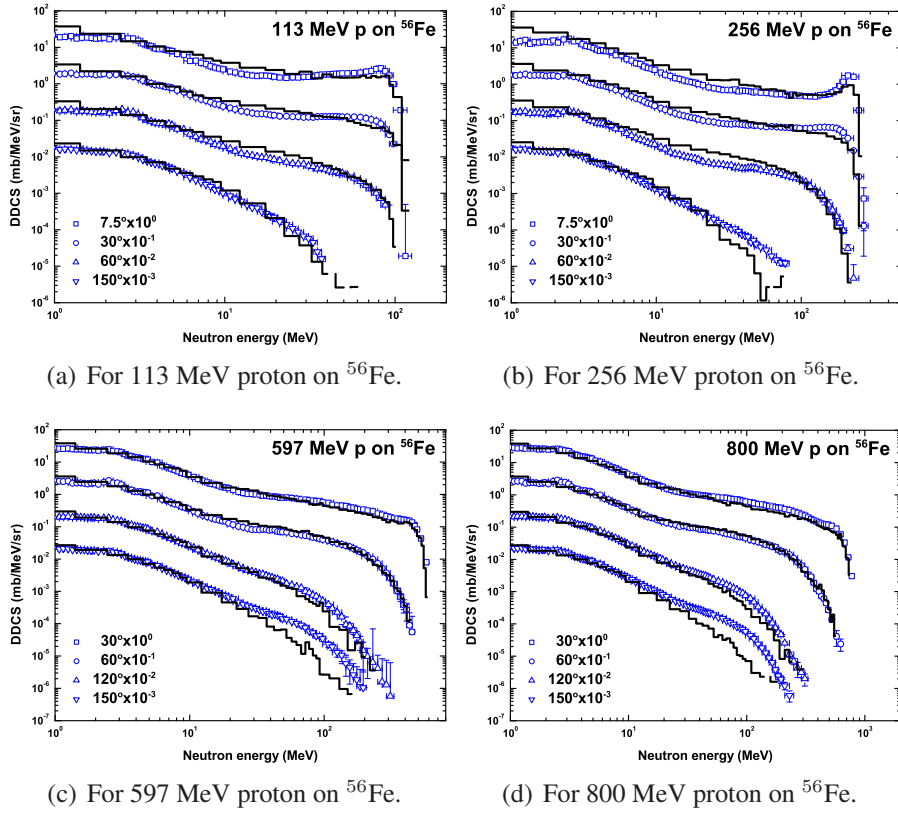


图 3.10 113、256、597、800 MeV 质子入射 ^{56}Fe 靶的出射中子双微分截面理论计算结果与实验值的比较。数据来源同图 3.7。

子-核子散射截面计算给出的结果也还与实验数据接近。而在高能 800 MeV 时，擦边碰撞的贡献开始减小，与近心碰撞的差别已经不大。核内密度是接近饱和密度 ρ_0 的，因此介质对核子-核子散射截面的修正已经不可忽略了。最近一些研究结果表明，介质内的核子-核子散射截面在能量高于 400 MeV 时，相对自由核子-核子散射截面有所增强^[2, 3]。如果对核子-核子散射截面进行介质修正，相信我们的模型给出的背角双微分截面会有一些改善。

Niita^[2] 等人用同样的方法对入射能量在 100 MeV - 3 GeV 的质子入射引起的散裂反应出射中子的双微分截面做了计算。图 3.13 是我们计算得到的 113 MeV $p + ^{56}\text{Fe}$ ，800 MeV $p + ^{208}\text{Pb}$ 出射中子双微分截面与 Niita 计算结果的比较。

可以看出他们给出的前角双微分截面在高端比实验数据要低，而我们的结果与实验符合得很好。他们认为是因为在他们的 QMD 模型中没考虑动量相关项而导致 EoS 过软造成的。ImQMD05 模型对动能密度做了 Thomas-Fermi 近似，并忽略同位旋相关的直接动量相关项。为了研究动量相关项对散裂反应的影响，

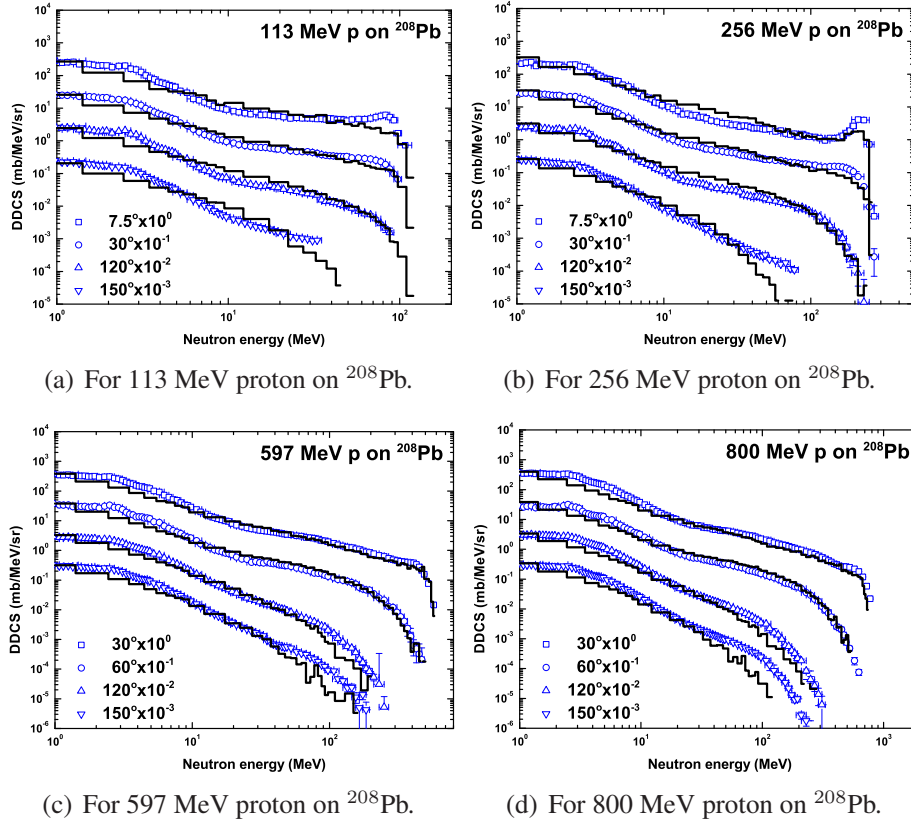


图 3.11 113、256、597、800 MeV 质子入射 ^{208}Pb 靶的出射中子双微分截面理论计算结果与实验值的比较。数据来源同图 3.7。

我们在平均场中加入了文献 [?] 给出的直接动量相关项, 对 $p + ^{56}\text{Fe}$ 反应体系做了计算, 得到的结果与不考虑动量相关项的结果做了比较, 如图 3.13 所示。

可以看到: 1. 加入动量相关项对前角双微分截面高能部分只有很小的影响。根据我们前面的分析, 这是很容易理解的: 高能部分的中子来自反应初期, 能量高, 速度快, 与核自身形成的平均场间相互作用时间短, 因而受到平均场影响很小。2. 考虑动量相关项后, 生成的残余核激发能过高导致太多的中子出射而造成低能部分的双微分截面比实验数据高出很多。这是因为目前动量相关项并不是自洽地引入的, 这样人为地加入动量相关项, 式 2.29 中的各项系数需要重新调整, 使得核的基态性质与实验相符。但这已经超出本工作的研究范围, 我们打算做深入的讨论。

另外, 我们计算得到的中能区双微分截面比 Niita 给出的结果略高。原因可能有两个: (1). 选取的平均场参数不一样。Niita 工作中采用的 QMD 参数提供的 EoS 与 Skyrme 有效相互作用参数 SkT6 给出的 EoS 接近; (2). 转换时间 t_{sw} 不一

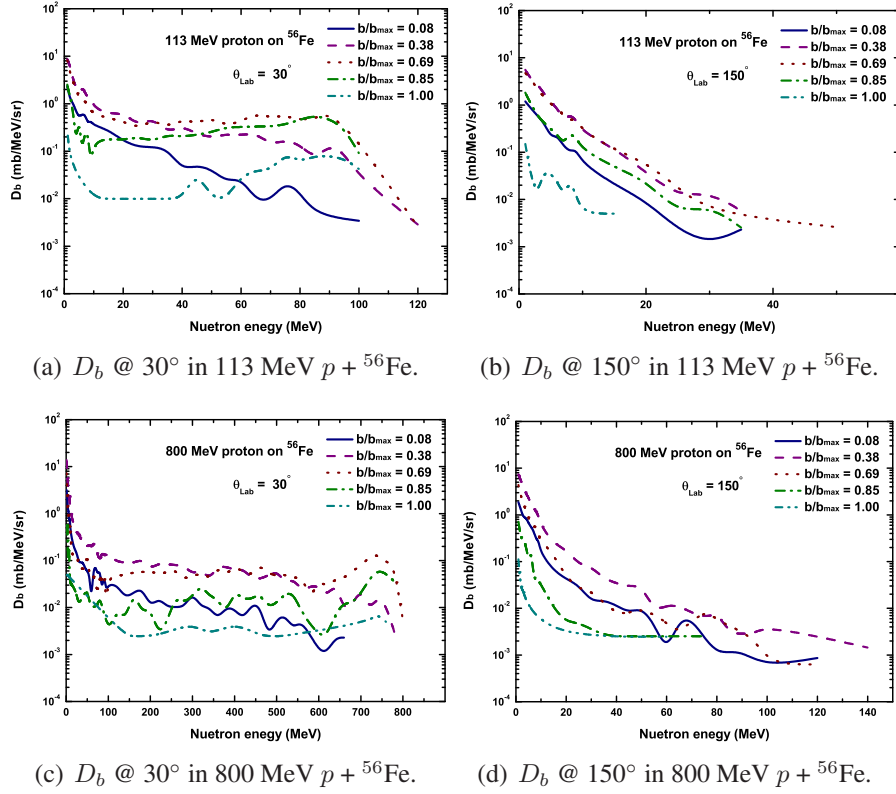


图 3.12 不同碰撞参数下的中子出射几率的比较。

样。Niita 采用的转换时间 $t_{sw} = 100 \text{ fm}/c$ ，而我们采用的是 $t_{sw} = 200 \text{ fm}/c$ 。前面的分析表明，转换时间的选取对中低能区的双微分截面影响很大。

除了出射中子的双微分截面，我们还给出了反应中其他出射粒子如 p 、 α 等的双微分截面。目前实验对出射质子双微分截面的测量数据很少。图 3.15 是我们计算的 800 MeV 质子打 ${}^{27}\text{Al}$ 、 ${}^{208}\text{Pb}$ 的出射质子双微分截面与实验数据的比较。就能量 800 MeV 的反应而言，我们给出的结果还是相当令人满意的。

图 3.16 是我们计算的 113 MeV 质子打 ${}^{27}\text{Al}$ 反应中出射的 α 双微分截面与 120 MeV $p + {}^{27}\text{Al}$ 实验数据的比较。可以看到，我们的计算没能再现高能 α 的双微分截面。我们做进一步分析时发现，ImQMD 计算中几乎没有 α 粒子发射，出射的 α 粒子完全来自激发态残余核的退激过程。所以高能区的能谱不能够重现。更深入的研究还在进行中。

靶内产生的以气态形式存在的碎片，如： ${}^{35}\text{Cl}$ 、 ${}^{39}\text{Ar}$ 、 ${}^{83}\text{Rb}$ 等，将引起靶材料的性能的变化，如惰性气体产物引起靶材料的脆化。为了了解靶的放射性累积和产物对靶材料性能的影响，对中能质子入射引起的核反应的碎片质量分布的研

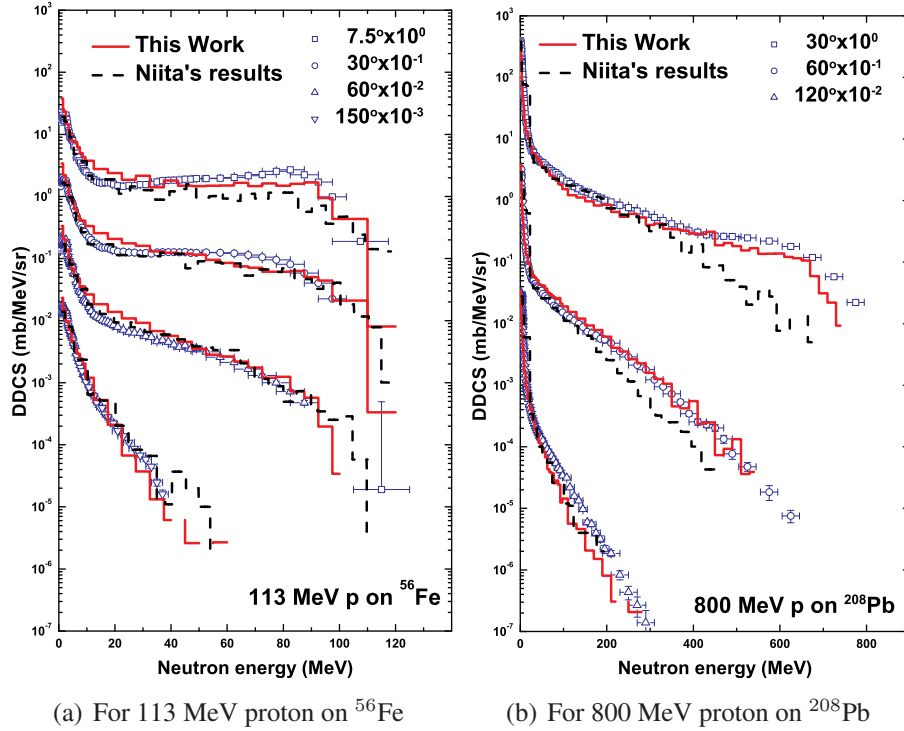


图 3.13 我们的计算的出射中子双微分截面结果与 Niita 的比较。

究是很重要的。因此散裂产物的质量、电荷分布、碎片的形成截面的研究具有重要意义。图 3.17 给出了 800 MeV 质子入射 ^{208}Pb 反应中散裂产物的质量 (A) 分布。其中实心方块是 ImQMD 产生的初级碎块分布，而空心圆点是考虑 SDM 贡献后的结果。可以看到，动力学过程产生大小与靶接近的激发态残余核，而中等质量碎块是由激发态残余核衰变退激形成的。图 3.18 给出的是同一反应中散裂产物的电荷 (Z) 分布。电荷分布的情况与质量分布有着类似的情形。图 3.19 给出了 113 MeV 质子入射 ^{27}Al ，以及 800 MeV 质子入射 ^{27}Al 、 ^{57}Fe 、 ^{208}Pb 反应产物的质量分布与实验数据的比较，实验数据取自文献 [??]。可以看到，用 ImQMD + SDM 的方法，得到的质子入射中等质量的靶核的碎裂产物的质量分布与实验符合得还不错，但是对重核 (^{208}Pb) 的描述不好，没有能再现实验测量到的中等质量的散裂峰。目前采用 SDM 模型过于简单，没有很好的考虑裂变，这个问题有待于进一步改进。这也是目前现有的其它模型的共同问题^[2]。

在本节开始的时候我们对为什么工作中采用传统的波包宽度 $\sigma_r^2 = 2.0 \text{ fm}^2$ 做了说明。现在我们简单地讨论一下波包宽度对散裂反应出射中子双微分截面的影响。我们以反应 $113, 800 \text{ MeV } p + ^{56}\text{Fe}$ 为例，采用两种波包宽度，即：1. 所有

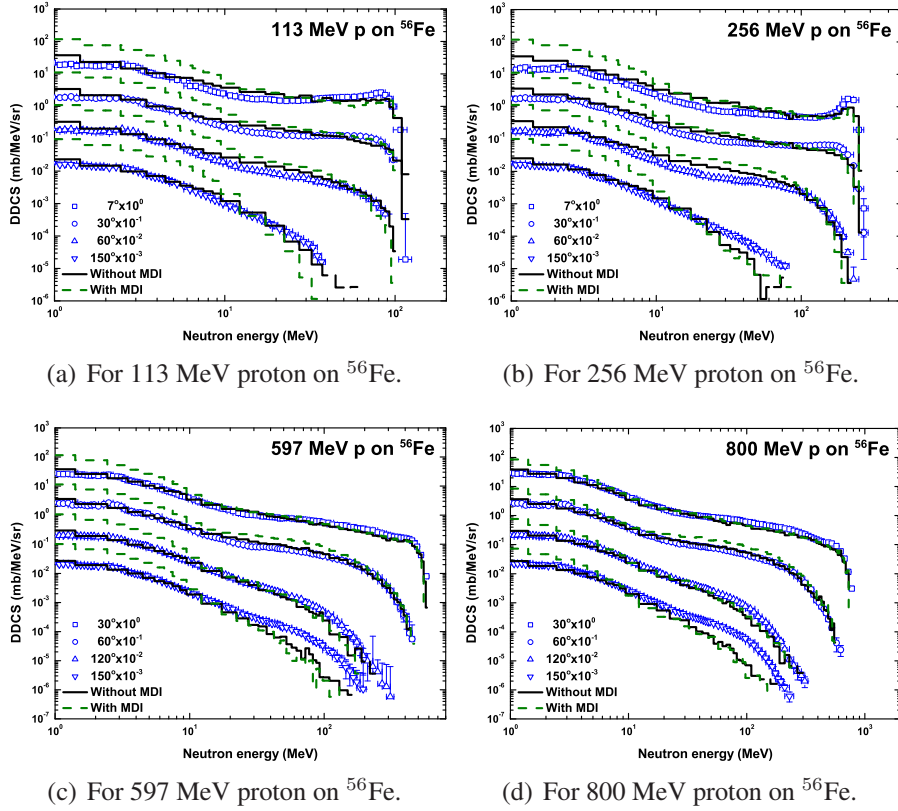


图 3.14 考虑与不考虑直接动量相关项计算 113、256、597、800 MeV 质子入射 ^{56}Fe 靶给出的出射中子双微分截面与实验值的比较。实验数据出处与图 3.7 相同。

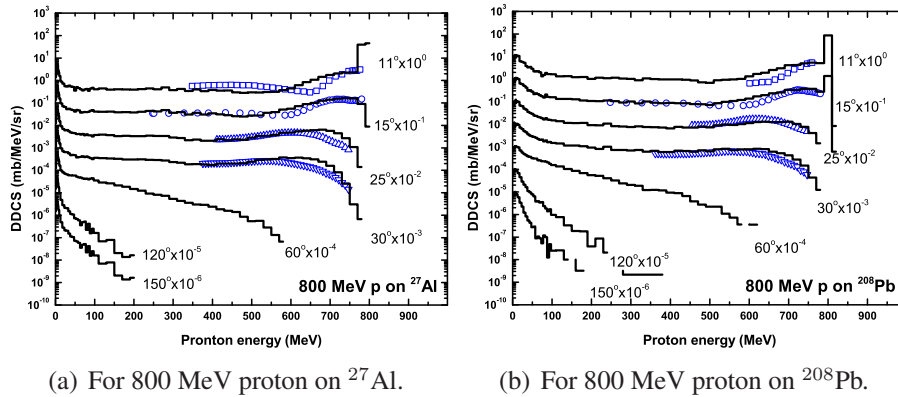


图 3.15 800 MeV 质子入射 ^{27}Al 、 ^{208}Pb 靶的出射质子双微分截面理论计算结果与实验值的比较。实验数据取自文献 [?]。

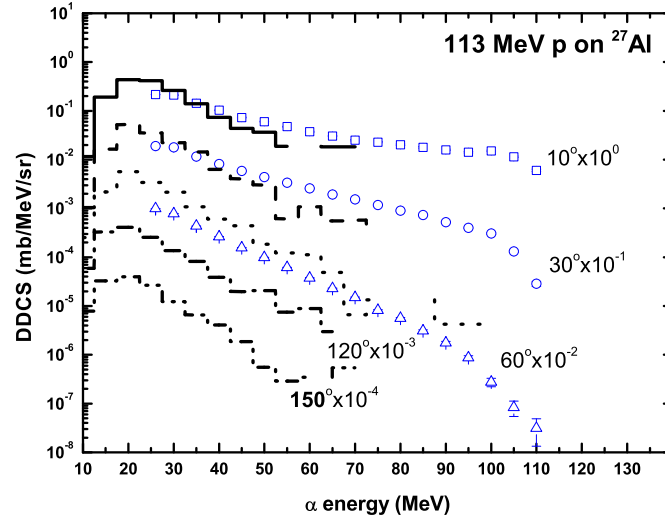


图 3.16 113 MeV 质子入射 ^{27}Al 靶的出射 α 粒子双微分截面理论计算结果与实验值的比较。实验数据取自文献 [?]。

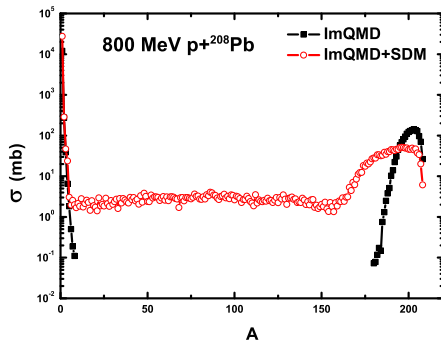


图 3.17 800 MeV proton on ^{208}Pb 反应中产物的质量分布。

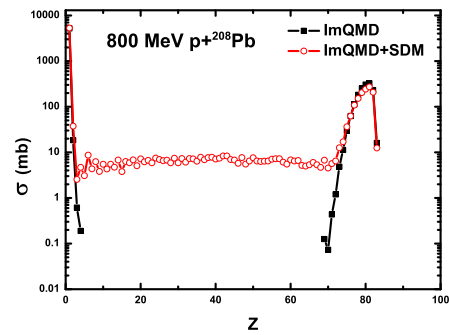


图 3.18 800 MeV proton on ^{208}Pb 反应中产物的电荷分布。

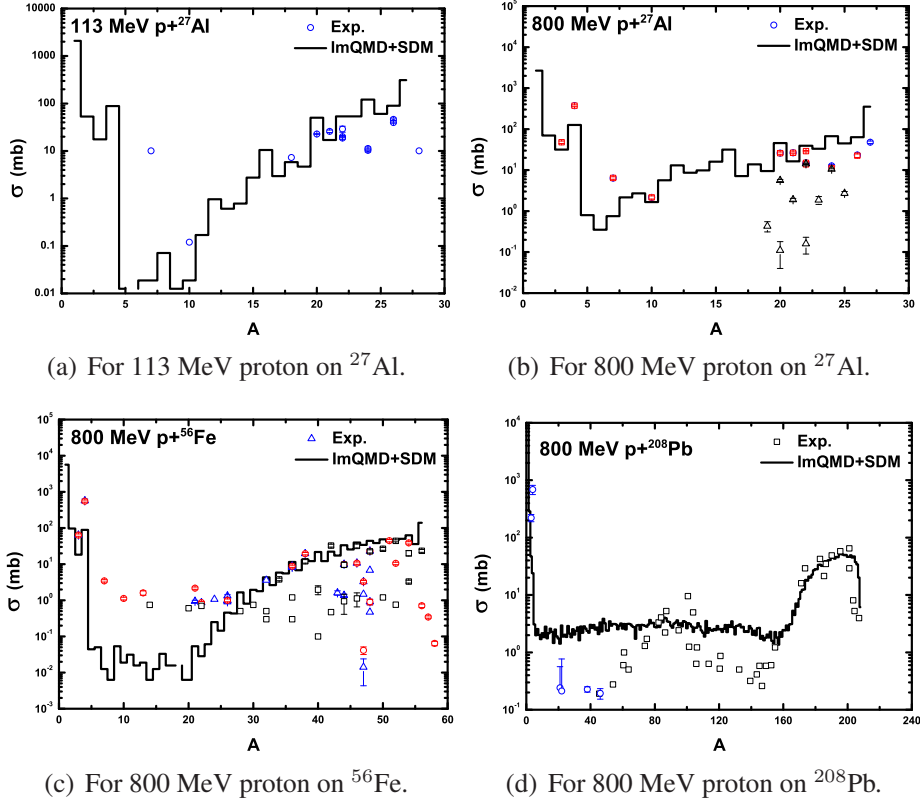


图 3.19 113 MeV 质子入射 ^{27}Al , 以及 800 MeV 质子入射 ^{27}Al 、 ^{56}Fe 、 ^{208}Pb 反应产物的质量分布

核子均采用固定波包宽度 $\sigma_r^2 = 2.0 \text{ fm}^2$; 2. 入射质子采用固定波包宽度 $\sigma_r^2 = 2.0 \text{ fm}^2$, 靶核中的核子采用体系大小依赖的波包宽度 $\sigma_r = 0.16 \cdot A^{1/3} + 0.49 \text{ fm}$ 。将得到的结果进行比较, 如图 3.20 所示。可以看出, 在入射能量很高时, 平均场影响不大的条件下, 波包宽度的选取对出射中子双微分截面影响很小。而在低能量入射的情况下, 平均场的作用明显, 波包宽度的选择对最终结果影响还是比较大的。

3.2.3 模型推广—重离子反应中的应用

由于带电重离子束具有比质子更强的电离能力, 因此具有相对生物效率 (RBE) 高、氧增比 (OER) 低、射程歧离与横向散射小等特点, 非常适合于肿瘤治疗。目前, α 、 ^{12}C 、 ^{16}O 与 ^{20}Ne 等重离子治疗已经由试验转为临床治疗^{[2]1}。其中 ^{12}C 离子束被认为是生物特性最优的治癌束流越来越受到重视。我们下一步的工作打算将 ImQMD05 结合 SMD 的模型推广到重离子反应当中。目前已经做了一

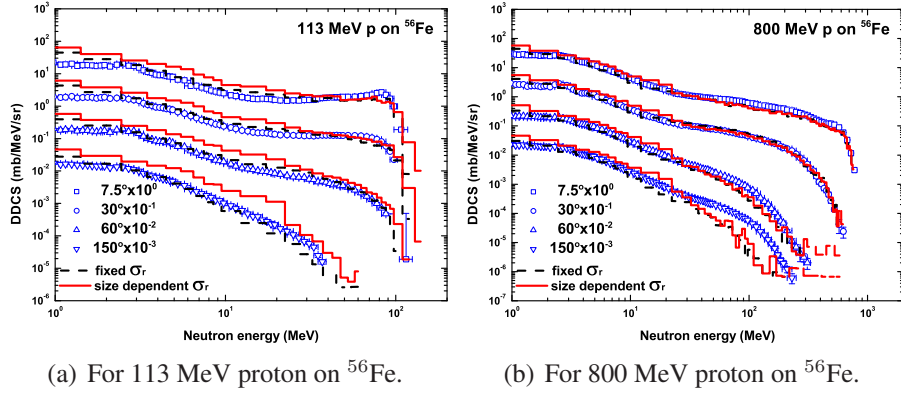
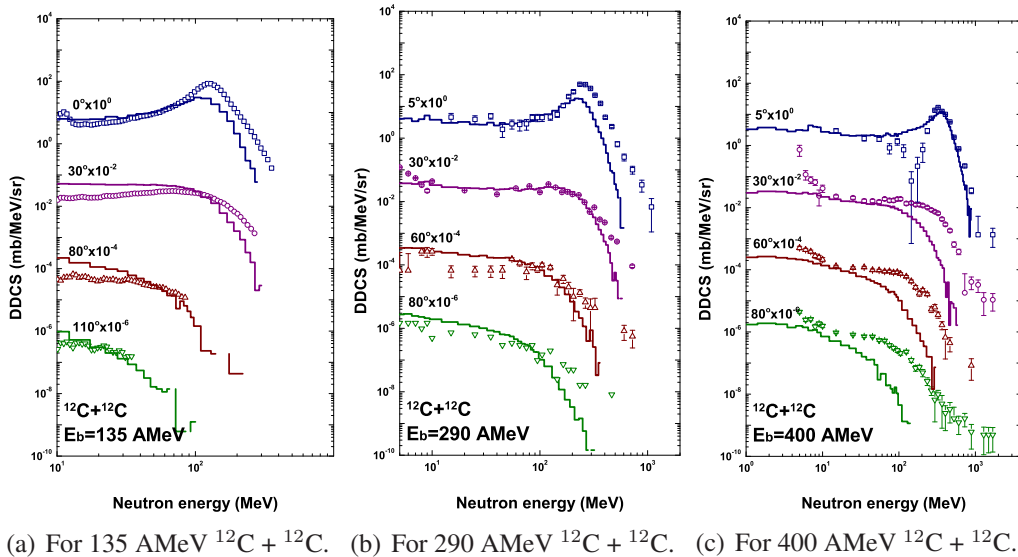


图 3.20 波包宽度对出射中子双微分截面的影响

些初步的计算。图 3.21 是我们计算的 135、290、400 AMeV $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 反应中出射中子双微分截面与实验数据比较的结果。可以看到，在没有做任何调整的情况下，我们给出的结果与实验数据符合得还不错。我们下一步的任务是对模型进行适当的调整，使其更适合用来描述重离子碰撞中出射粒子的双微分截面。甚至是能将模型发展成一个能同时描述散裂反应与重离子反应出射粒子双微分截面的统一的模型。

图 3.21 重离子核反应 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 中的出射中子双微分截面与实验数据的比较。实验数据分别取自文献 [??]。

3.3 本章小结

本章首先对开展散裂反应研究的意义、研究现状做了简单的介绍。然后利用改进的量子分子动力学模型 ImQMD05 结合统计衰变模型 SDM, 对入射能量在 1 GeV 以下的质子入射引起的散裂反应进行了研究, 给出了出射中子、质子的双微分截面, 以及散裂产物的质量、电荷分布等工程应用所关心的核数据。并利用现有的散裂反应出射中子双微分截面数据研究了几种 Skyrme 有效相互作用力, 讨论了有效相互作用对散裂反应过程的影响:

1. 选取 SIII、SkM*、SkP、SkT5、SLy7 等 Skyrme 有效相互作用参数, 计算了不同入射能量、不同靶核的散裂反应, 以出射中子双微分截面为观测量与实验数据进行比较, 研究结果表明软的 EoS 更适合于描述散裂反应。

2. 对散裂反应的动力学过程进行了细致的分析。发现朝前出射的高能中子受到有效相互作用的影响很小。而朝后出射的中子明显的受到有效相互作用的影响, 动力学过程相对朝前出射要复杂。

3. 利用 SkP 参数计算得到的出射中子、质子双微分截面与实验数据符合得相当好。

4. ImQMD 模型相对 QMD 模型做了许多改进, 如 Pauli 阻塞的处理更细致, 采用 Skyrme 能量密度泛函等, 利用 ImQMD 模型对散裂反应出射中子双微分截面的描述比起传统的 QMD 有了很大的改进。并且考虑反应末态激发残余核的衰变后, 相对原来单纯延长 QMD 计算时间的方法, 我们给出了更好的计算结果。相对其他唯象模型而言, 由于我们的模型中没有可调的参数, 因此具有很强的预言能力, 具有很高的实际应用价值。

第四章 介质中的核子-核子散射截面

4.1 研究意义及研究现状

4.1.1 研究意义

当前核物理的一个前沿课题是研究中子星内部与重离子碰撞中形成的高温、高密强子环境中的强子性质。因此强子性质对介质(密度和温度)的依赖成为一个热点问题。介质效应包括三个方面:首先,处于高密物质中的强子静态性质会发生变化,一个众所周知的例子就是在平均场作用下核子有效质量随着介质密度增加而减小,以及在同位旋不对称核介质中出现的核子有效质量劈裂。其次,介质不仅仅会对强子的静态性质有修正效应,而且对强子的动力学性质也会有修正效应。由于中间态与末态的 Pauli 阻塞以及平均场作用,强子的散射相空间会受到制约,造成介质中的核子-核子(NN)散射与自由 NN 散射不一样。最后,介质对强子之间的相互作用还会产生屏蔽效应。

介质中 NN 散射截面的研究对中能重离子反应非常重要。中能核-核碰撞为在实验室产生密度高达 $2 - 3\rho_0$ (ρ_0 为饱和密度)的核物质碎块提供了唯一的途径,使得研究高密介质中强子的性质成为可能。由于这些高密核物质碎块寿命很短(通常为 $10^{-23} - 10^{-22}$ s),在到达探测器前就早已经经历了膨胀与衰变恢复到常温常密的基态了。因此需要利用输运模型来模拟整个碰撞过程,并通过已知的初始条件及末态观测量来推断反应的中间过程,间接地得到一些有用的信息。所以,建立一个严格而实用的理论模型来自洽地处理各种介质效应就显得至关重要。目前,人们建立了许多输运理论模型对中能重离子反应进行描述,其中 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU) 模型^[2,3]与量子分子动力学 (QMD)^[2,3]及其改进模型 RBUU 与 RQMD^[2,3]等是比较成功的模型。从严格意义上讲,平均场及碰撞项这两部分共同源于同一个有效核子-核子相互作用,应当自洽地处理。特别是在高能重离子碰撞时,密度可高达饱和密度的几倍,自洽处理更为重要。但是,实际应用中,想要自洽处理输运过程中独立变化的平均场与 NN 散射是比较困难的。目前大多输运理论的平均场与碰撞项的处理是不自洽的,它们具有各自独立的输入量。平均场的处理通过密度依赖引入了介质效应。但对于碰撞部分,大多采用的仍然是自由 NN 散射截面(即实验测量得到的 NN 散射截面)。

对于中能反应,平均场与两体碰撞在反应体系的动力学演化过程中起着同样重要的作用。特别是当能量低于粒子产生阈时,散射截面的介质修正对重离子碰撞的反应动力学影响是很明显的。与介质中的两体碰撞的 Pauli 阻塞一起,它们必须在输运理论中加以考虑。确切地说,这些模型在利用 Monte-Carlo 方法处理介质中 NN 散射时需要知道介质中的 NN 散射总截面与微分截面。此外,如果需要计算重离子反应中生成粒子(如 π 及 K)的能谱,我们还必须知道介质中这些基本粒子的生成截面。所以,用这些模型来描述重离子反应的演化过程时,对模型中涉及的 NN 散射截面的介质修正必须加以考虑,特别是它们对核介质密度及散射核子对能量的依赖关系。

4.1.2 研究现状

介质中的 NN 散射截面无法从实验上测量得到,只能依靠理论计算给出。相对核态方程 (EoS) 与平均场的研究,从微观理论上对介质中的 NN 散射截面的研究还很少。在相对论、非相对论的 Brueckner 框架下,人们对零温下介质中的 NN 散射截面进行了一些研究。然而,不同的理论给出的结果却存在比较大的差别。即使是同样的理论,由于在细节的处理上有所不同,得到的结果也会有所区别。例如, Faessler 等人^[2,3]用非相对论 Brueckner 理论计算了核介质中 NN 散射截面。发现在不同的核密度下,在低能区 (< 150 MeV) 介质中的 NN 散射截面比自由散射截面有明显增强,直到高能区才逐渐接近自由截面。而 Kohno^[2,3]、Schulze^[2,3]等人同样利用非相对论的 Brueckner 理论做了计算,得到了相反的结论,即随核密度的增加,介质中的 NN 散射截面比自由散射截面大大地压低,特别是在低能区更为明显。ter Haar^[2,3]、G. Q. Li^[2,3]、Fuchs^[2,3]等人在 Dirac-Brueckner 框架下得到的结果与 Kohno、Schulze 等人的类似。并且, G. Q. Li 在文献 [2] 中指出,介质中 NN 散射截面的相对论效应并不重要,要比 Pauli 阻塞、色散效应等非相对论效应小得多,因而对 Faessler 等人的结果提出质疑。并且,在微观计算中选取不同单粒子势将得到不同的单粒子谱,从而最后影响 G 矩阵元及 NN 散射截面的大小。在有效相互作用基础上利用闭合时间回路格林函数方法导出的自洽的相对论 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU) 方程也可以用来研究介质中的 NN 散射截面。BUU 方程中的平均场与两体散射有效截面是从同一个拉氏量推导出来的,介质效应被自动地考虑到模型中。文献 [2,3] 在这个框架下,采用量子强子动力学 QHD-I 和 QHD-II 有效拉氏量研究了介质中的 NN 散射截面。其中 Q. F. Li^[2,3]给出的结果表现出了比其它理论预言更强烈的同位旋依赖效应。图 4.1、4.2 分别

列出了 G. Q. Li、Q. F. Li 计算得到的介质中密度为 $\rho = 0, 0.5\rho_0, 1.0\rho_0, 1.5\rho_0, 2.0\rho_0$ 情况下 NN 散射截面随碰撞能量的变化。

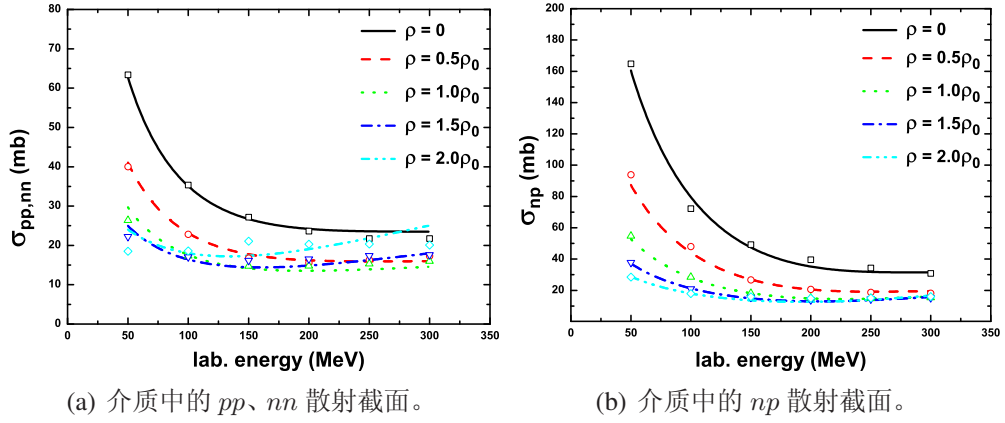


图 4.1 文献 [??] 给出的不同密度下介质中 NN 散射截面随碰撞能量的变化。空心符号为精确计算的结果，线是拟合理论计算值的结果。

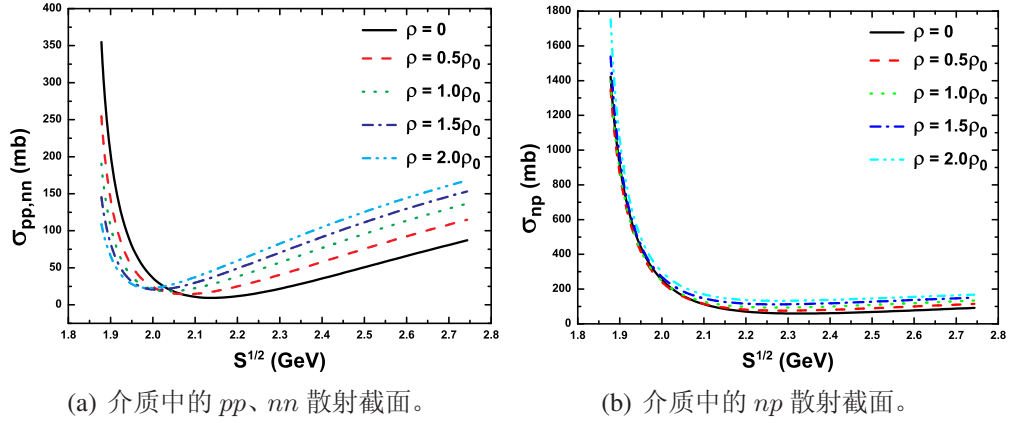


图 4.2 文献 [?] 给出的不同密度下介质中 NN 散射截面随碰撞能量的变化。

有效质量标度模型^[??]是研究介质中的 NN 散射截面的一个相对简单的模型。在这个模型中， NN 散射过程中初态入射流与末态能级密度都依赖于碰撞核子的有效质量，并假设介质中的散射矩阵元与自由空间中的散射矩阵元一样。这样，介质中的 NN 散射截面 σ_{NN}^* 与自由空间的 NN 散射截面 σ_{NN}^{free} 存在如下的关系

$$\sigma_{NN}^* = \left(\frac{\mu^*(\rho, p)}{\mu(p)} \right)^2 \sigma_{NN}^{free}, \quad (4.1)$$

其中 μ 和 μ^* 分别是自由空间与介质中散射核子对的约化质量。

最近,人们开始关注介质中 NN 散射截面对温度的依赖^[22]。文献 [2] 通过热力学 T 矩阵计算了有限温度下介质中的 NN 散射截面。给定密度下的介质中的 NN 散射截面表现出了强烈的温度依赖。特别在低温低动量时,介质效应对截面有强烈修正。并且观察到了 Fermi 能附近截面随温度降低而增强的现象,这种结构效应可能与核物质内超流相变相关。文献 [2] 利用闭合时间回路格林函数方法进行研究时发现,随着温度的增高,介质中的 NN 散射截面会有所增强。并且相对密度效应而言,温度效应要弱些,但随着密度增高,温度效应会更明显。

除了微观理论方法外,一些研究采用唯象的介质中 NN 散射截面,通过输运理论模型计算对 NN 散射截面敏感的观测量,如平衡能^[22]、椭圆流^[22]、反应截面^[22]等,与实验数据进行比较,获取介质中 NN 散射截面的真实信息。例如在重离子反应研究中广泛应用的唯象的密度依赖的 NN 散射截面

$$\sigma_{NN}^* = (1 - \eta\rho/\rho_0)\sigma_{NN}^{free}, \quad (4.2)$$

其中 η 是可调参数,通常取为 0.2。

4.2 利用质子反应截面研究介质中的核子-核子散射截面

由于中高能重离子反应中能够形成高密的核物质,并且可以提供丰富多样的观测量,因此目前利用输运理论模型研究介质中 NN 散射截面的工作多以中高能重离子反应为平台。然而一个比较明显的问题是中高能重离子碰撞过程中的系统温度比较高,这样得到的是有限温度下的介质中 NN 散射截面。而目前大多数的微观理论给出的是零温下的介质中 NN 散射截面。因此直接对两者进行比较是不适当的。而中能核子入射引起的核反应过程中温度比较低,因此抽取到的介质中 NN 散射截面比中能重离子反应抽取到的结果更接近零温条件下的介质中 NN 散射截面。另外,核子入射反应过程中反应体系的密度变化不大,这虽然限制了我们无法得到高密条件下的 NN 散射截面的信息,但能更确切地提供饱和密度以下核介质中的 NN 散射截面的信息。

4.2.1 研究方法

文献 [22] 利用质子入射反应对介质中的 NN 散射截面进行了研究。Tanaka^[22]采用的方法是在 AMD 模型中引入一个唯象的介质中的 NN 散

射截面 $\sigma_{NN}^* = f(E)\sigma_{NN}^{free}$, 修正因子 $f(E)$ 只是入射能量的函数。计算不同反应体系下的反应截面, 根据实验数据调整修正因子 $f(E)$, 从而获得 NN 散射截面的介质修正的相关信息。并对修正因子的密度依赖进行了一些讨论。Tripathi^[2]的工作采用的是耦合道光学模型, 同样利用唯象的 NN 散射截面 $\sigma_{NN}^* = f(E, \rho)\sigma_{NN}^{free}$ 对反应截面数据进行拟合。与 Tanaka 工作不一样的是, 这里的修正因子 $f(E, \rho)$ 不仅与入射能量相关, 而且依赖与反应体系的密度。但是截面对反应体系的密度依赖过于粗糙, 只是简单地认为碰撞区域的密度是弹靶初始密度的平均值。

虽然文献 [2] 中自由 NN 散射截面是同位旋相关的, 但通过拟合反应截面实验数据给出的 NN 散射截面的介质修正因子却是同位旋无关的。而许多研究表明, 介质对 np 、 pp (nn) 散射截面的修正有很大的差别, 同位旋效应不可忽视。因此在我们的工作中, 我们在改进的量子分子动力学 (ImQMD05) 模型中, 以现有的不同微观理论给出的同位旋相关的介质中的 NN 散射截面作为输入量, 计算质子入射不同靶核的反应截面, 与实验数据进行比较, 期望能对理论计算的介质中的 NN 散射截面给出合理的约束。

在本工作中, 我们选取了 5 种不同的介质中的 NN 散射截面进行检验。

1. σ_{NN}^{LGQ} : G. Q. Li 基于核物质分布 Dirac-Brueckner 近似以及 Bonn 介子交换模型计算了密度在 $0 - 2\rho_0$, 碰撞能量范围在 $50 - 300$ MeV 的 NN 散射截面, 并且通过拟合理论值给出了参数化公式:

$$\begin{cases} \sigma_{pp}(E_{lab}, \rho) = [23.5 + 0.00256(18.2 - E_{lab}^{0.5})^{4.0}] \frac{1.0+0.1667E_{lab}^{1.05}\rho^3}{1.0+9.704\rho^{1.2}}, \\ \sigma_{np}(E_{lab}, \rho) = [31.5 + 0.092 \text{ abs}(20.2 - E_{lab}^{0.53})^{2.9}] \frac{1.0+0.0034E_{lab}^{1.51}\rho^2}{1.0+21.55\rho^{1.34}}. \end{cases} \quad (4.3)$$

公式对介质中的 NN 散射截面的表述分为两部分: 前半部分描述自由空间中的 NN 碰撞截面, 后半部分反映了介质中截面随碰撞能量和核物质密度变化的关系^[2]。

2. σ_{NN}^{Koh1} : Kohno 等人用非相对论 Brueckner 近似及 Paris NN 势计算了密度在 $0 - \rho_0$, 碰撞能量范围在 $30 - 200$ MeV 的 NN 散射截面。由于介质会对能量与动量关系起修正作用, 入射核子在介质中的通量与自由空间的通量存在 m^*/m 的比率关系, m^* 是核子有效质量。因此由通量重整化得到的介质中的 NN 散射截面比自由截面压低 $(m^*/m)^2$, 约为 $0.8^2 - 0.9^2$ 。文献给出了一个参数化的公式便于输运理论模型应用^[2]。

3. σ_{NN}^{Koh2} : 计算方法同 σ_{NN}^{Koh1} , 只是不考虑入射核子通量在介质中的重整化,

即 $m^* = m$ 。

4. σ_{NN}^{LQF} : Q. F. Li 等人用闭合时间回路格林函数方法, 采用量子强子动力学 QHD-I 和 QHD-II 有效拉氏量研究了介质中的 NN 散射截面, 计算了密度在 $0 - 2\rho_0$, 碰撞能量范围在 $0 - 600$ MeV 的截面。核子相互作用加入 ρ 介子交换后给出的介质修正效应有明显的同位旋依赖, $\sigma_{pp(nn)}^*$ 强烈地依赖于核介质密度, 而 σ_{np}^* 对核介质密度的依赖很弱^[2]。

5. σ_{NN}^{Fuc} : Fuchs 等人用相对论 (Dirac-) Brueckner-Hartree-Fock 模型计算了密度在 $0 - 3\rho_0$, 碰撞能量小于 400 MeV 的在壳 NN 散射截面。得到的结果与 G. Q. Li 等人的结果比较一致, 只是在低碰撞能量下压低效应比 G. Q. Li 等人给的要弱一些^[2]。

各种微观理论模型的计算中所用到的介子场耦合常数都是基于一定的核密度下得到的, 而对于真空态下的耦合常数的取值并不清楚, 只能将某一个极低密度的介质近似认为是真空, 从而得到自由 NN 散射截面 σ_{NN}^{free} 。所以不同理论由于处理方法的不同给出的介质中的截面 σ_{NN}^* 可能会存在量上的差别。但这并不影响我们从微观理论计算得到 NN 散射截面的介质修正的信息。所以, 以上几种微观理论给出的 NN 散射截面不能直接输入 ImQMD 模型, 需要做如下的处理: 首先, 由 $f(\rho, E) = \sigma_{NN}^*(\rho, E)/\sigma_{NN}(0, E)$ 得到密度 ρ 、能量 E 下的介质修正因子; 然后用得到的修正因子修正 Cugnon 等人^[2]给出的参数化的自由 NN 散射截面 σ_{NN}^{Cug} , 得到的结果作为输入量放到 ImQMD 模型中。因为文献中只给出了有限的特定密度和能量下的 NN 散射截面值, 所以我们用双三次样条插值方法得到 $\Delta\rho = 0.01$, $\Delta p = 0.01$ GeV/c 的散射截面的数值表输入 ImQMD 程序, 其中 p 是实验室动量。图 4.3 是在 $\rho = 0.5, 1.0\rho_0$ 时, 以上 5 种介质中的 NN 散射截面随实验室动量的变化。图中还同时给出了 Cugnon 等人给出的参数化的自由 NN 散射截面。可以看到, 这 5 种介质中的 NN 散射截面随实验室动量变化的趋势大致是一样的, 截面随着动量增大而减小。但他们对介质密度的依赖有比较明显的区别, 特别是在 $p_{lab} < 0.4$ GeV/c 的低能区域。不同的理论对自由 NN 散射截面给出了不同程度的压低效应, 总体上看, 在 $\rho = 0.5, 1.0\rho_0$ 时, 这几种截面数值上的排序为: $\sigma_{np}^{Cug} > \sigma_{np}^{LQF} > \sigma_{np}^{Koh2} > \sigma_{np}^{Koh1} > \sigma_{np}^{Fuc} > \sigma_{np}^{LGQ}$, 以及 $\sigma_{pp}^{Cug} > \sigma_{pp}^{Koh2} > \sigma_{pp}^{LQF} > \sigma_{pp}^{LGQ} > \sigma_{pp}^{Fuc} > \sigma_{pp}^{Koh1}$ 。可以看出, 现有的微观理论给出的 NN 散射截面介质修正效应的范围比较大, 因此, 对其做合理的约束是很有必要的。

图 4.4 是在 $p_{lab} = 0.31, 0.55$ GeV/c (对应的实验室能量为 50、100 MeV) 时,

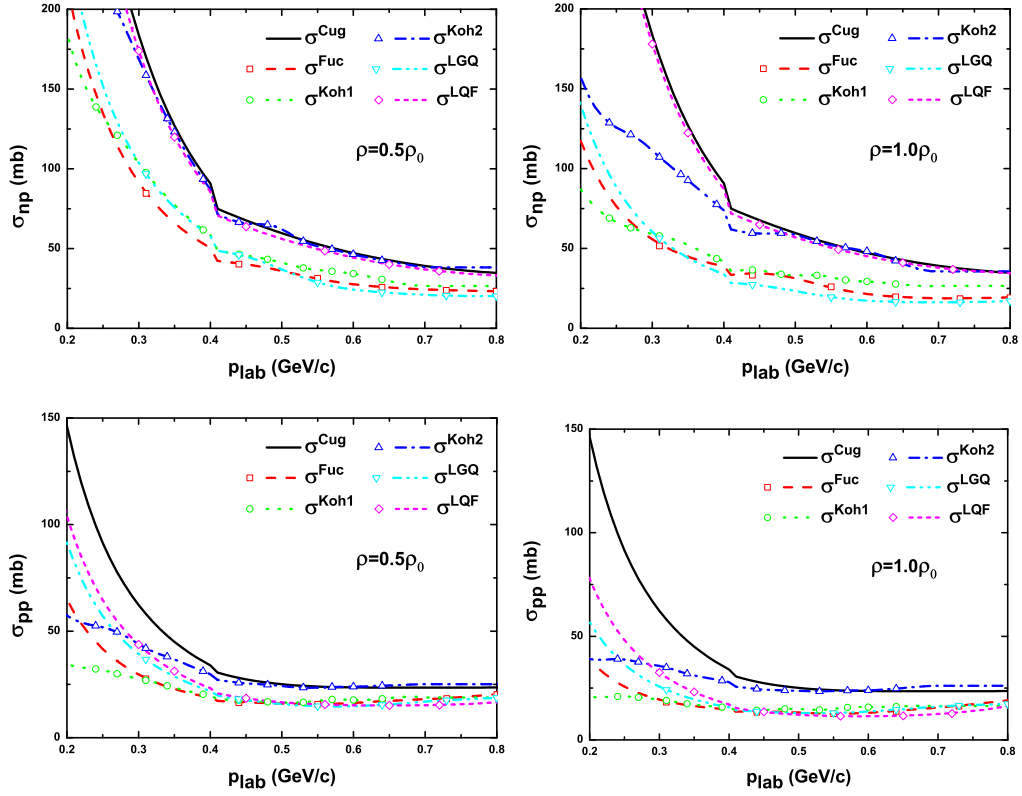


图 4.3 ImQMD 模型中所采用的 5 种介质中的 NN 散射截面在 $\rho = 0.5, 1.0\rho_0$ 时随实验室动量的变化。空心点是各种微观理论计算给出的数值，线是对数值做双三次样条插值的结果。 σ^{Cug} 是 Cugnon 等人给出的参数化的自由 NN 散射截面。

以上 5 种介质中的 NN 散射截面随介质密度变化的情况。

下面我们来简单介绍一下反应截面的概念。当束流轰击靶体时，弹核可能会经历如下的反应过程：1. 弹核未与靶核发生任何反应，直接穿透靶体；2. 弹核与靶核发生弹性碰撞，仅仅使得弹核改变了运动方向，弹核与靶核仍然保持基态；3. 弹核与靶核发生非弹性碰撞，弹核的能量及运动方向均发生变化。

反应截面 σ_R 是所有非弹截面的总和，反映的是在弹-靶相互作用过程中发生非弹反应的几率。可以由如下公式确定：

$$I_u + I_{el} = I_0 e^{-n x \sigma_R}, \quad (4.4)$$

其中 I_0 、 I_{un} 、 I_{el} 分别是入射粒子数、未参与反应的透射粒子数及弹性散射粒子

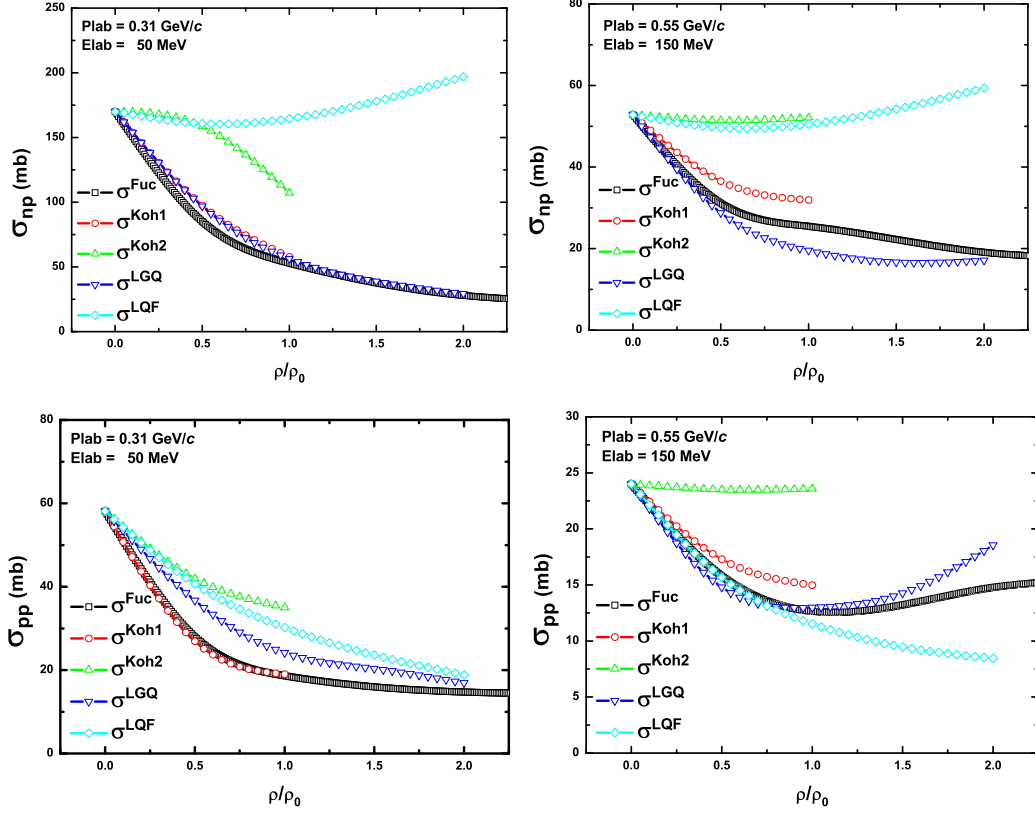


图 4.4 ImQMD 模型中所采用的 5 种介质中的 NN 散射截面在 $p_{\text{lab}} = 0.31, 0.55 \text{ GeV}/c$ (对应的实验室能量为 50、100 MeV) 时对介质密度的依赖。

数, nx 是单位面积内的靶核数。对于薄靶, $nx\sigma_R \ll 1$, 式 4.4 可以展开为

$$\sigma_R = \frac{1}{nx} \frac{I_0 - I_u + I_{el}}{I_0}. \quad (4.5)$$

$I_0 - I_u + I_{el}$ 即是非弹反应事件数。实验上就是通过测量 I_0 、 $I_u + I_{el}$ 来得到反应截面的。有关反应截面的测量参见附录 B。

根据反应截面的定义, 我们通过下式计算反应截面:

$$\sigma_R = \int_0^{b_{\text{max}}} 2\pi b db P_{\text{inela}}(b), \quad (4.6)$$

其中 $P_{\text{inela}}(b)$ 是当碰撞参数为 b 时发生非弹反应的几率, $P_{\text{inela}} = 1 - P_{\text{un}} - P_{\text{ela}}$ 。由于平均场作用, 使得碰撞参数大于靶核最大核半径时, 特别是入射能量较低的情况下, 弹核仍有机会被靶核吸引从而发生碰撞。因此在我们的计算中, 最大碰

撞参数要比最大核半径稍微大些，直到当弹核与靶核相距足够远而再没有任何反应发生，此时的碰撞参数即为 $b_{\max}$ 。

我们通过分析出射质子的能谱来统计 P_{un} 及 P_{ela} 。在我们的计算中，需要把入射质子未发生任何碰撞，而仅仅由于平均场及 Coulomb 相互作用造成入射质子的能量损失的事件从非弹事件中扣除掉。实验上是根据未参与反应的入射质子具有明显的朝前出射的特性来消除其影响的。图 4.5 是 80 MeV $p + {}^{40}\text{Ca}$ 反应中出射质子的能谱。可以看到，在入射能量附近的质子能谱有一个分布宽度，出射质子能量如果处于峰内，则认为质子经历的是弹性散射或未参与反应，否则则认为是经历了非弹反应。这与实验测量上的处理是一样的。

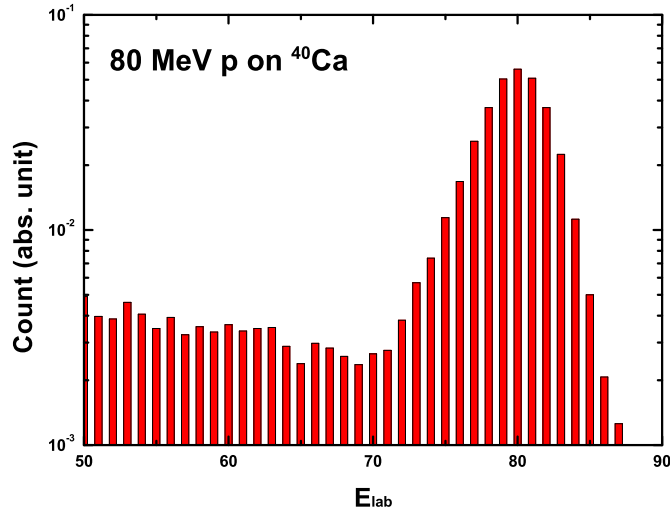


图 4.5 80 MeV $p + {}^{40}\text{Ca}$ 反应中出射质子的能谱。

4.2.2 计算结果及分析

我们选取了 $p + {}^{12}\text{C}$ 、 $p + {}^{27}\text{Al}$ 、 $p + {}^{40}\text{Ca}$ 、 $p + {}^{90}\text{Zr}$ 这四个反应体系进行研究。受到现有的微观理论计算给出的介质中的 NN 散射截面能区的限制，我们只研究了质子入射能量低于 200 MeV 的情况。并且由于目前的 ImQMD 模型还不适合用来描述能量过低的质子入射引起的核反应，所以我们目前的研究不考虑入射能量低于 80 MeV 的情况。

在进行反应模拟前，我们同样对基态核进行严格地挑选。特别是使得核方均根半径尽量接近实验值。因为核半径的大小对反应截面会有很大的影响。表 4.1 列出了 4 个靶核的基态结合能、方均根半径与实验的比较。

Tanaka 等人的工作采用的是反对称分子动力学 (AMD) 模型，模拟计算非

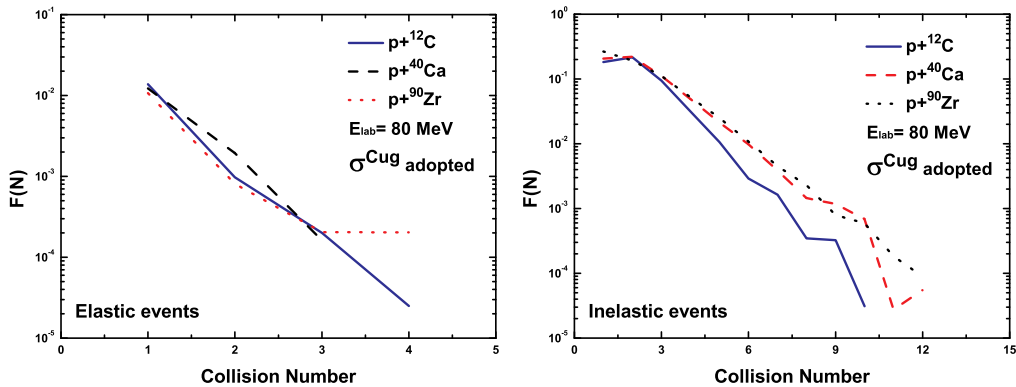
表 4.1 基态核的结合能与方均根半径。

Nucleus	Binding energy (MeV)		$\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ (fm)	
	ImQMD05	Exp.	ImQMD05	Exp.
^{12}C	8.07	7.68	2.63	2.47
^{27}Al	8.59	8.33	3.16	3.05
^{40}Ca	8.72	8.55	3.47	3.48
^{90}Zr	8.86	8.47	4.46	4.25

常耗时。为了节省计算时间，一旦入射质子与靶核中的核子发生了碰撞便停止 AMD 模拟，并判断此次反应是弹性事件还是非弹事件^[21]。我们认为，只凭第一次碰撞得到的反应截面结果是不够精确的。为了说明这个问题，我们定义一个平均碰撞数：

$$F(N) = \sum_{i=1}^{i_{\max}} f_{b_i}(N) / i_{\max}, \quad (4.7)$$

其中 $f_{b_i}(N)$ 是当碰撞参数为 b_i 时的反应中质子经历了 N 次碰撞后出射的反应事件出现的几率。图 4.6 给出了 80 MeV $p + ^{12}\text{C}$ 、 ^{40}Ca 、 ^{90}Zr 反应中出射质子经历的平均碰撞次数。



(a) 弹性散射质子经历的平均碰撞次数。 (b) 非弹性散射质子经历的平均碰撞次数。

图 4.6 80 MeV $p + ^{12}\text{C}$ 、 ^{40}Ca 、 ^{90}Zr 反应中出射质子经历的平均碰撞次数。

从图中可以看到，随着碰撞次数的增多，弹性事件的几率呈指数下降。这意味着绝大多数的弹性事件在第一次碰撞就确定了。而对于非弹事件，1 次碰撞与 2 次碰撞下的几率几乎相等，在 3 次碰撞后非弹事件的几率才开始呈指数下降。因此非弹事件中 NN 碰撞区域的密度会与弹性事件中的有很大差别。可以想象

的是,入射质子与靶核中的某一个核子发生了一次弹性碰撞,但在随后的碰撞过程中这个质子仍然存在与别的核子发生非弹性碰撞的可能性。以 80、200 MeV $p + {}^{40}\text{Ca}$ 为例,我们采用两种方案模拟了反应过程。**CaseI**: 与 Tanaka 等人的方法一样,一旦入射质子与靶核的核子发生碰撞即停止 ImQMD 模拟,判断反应类型;**CaseII**: 对整个反应过程进行模拟,执行所有碰撞,根据最终出射的质子判断反应类型。表 4.2 列出了这两者情形下得到的非弹事件几率的比较。表中最后一行还列出了两种情形下计算得到的反应截面 σ_R 。计算中采用的是自由 NN 散射截面。

表 4.2 CaseI 与 CaseII 下非弹散射几率的比较。

$b/b_{\max}$	80 MeV		200 MeV	
	CaseI	CaseII	CaseI	CaseII
0.10	0.941	0.989	0.974	0.992
0.25	0.931	0.987	0.977	0.985
0.40	0.918	0.973	0.940	0.970
0.50	0.877	0.916	0.848	0.851
0.70	0.609	0.637	0.409	0.449
0.85	0.115	0.118	0.049	0.053
0.90	0.007	0.006	0.003	0.003
σ_R (mb)	668.98	701.40	590.21	599.83

从结果我们可以看出,非弹事件的几率随着碰撞参数增大而减小,反应截面主要来自于小碰撞参数下反应的贡献。**CaseII** 计算得到的非弹事件几率比 **CaseI** 计算得到的结果要大,特别是在小碰撞参数下。这说明的确是有一部分第一次碰撞中经历弹性散射的事件在随后的碰撞过程中发生了非弹碰撞成为了非弹事件。在近心和半中心碰撞下,靶核密度大,碰撞几率比较大,由弹性事件转变为非弹事件的几率也就相对擦边反应情况下的大些。虽然两种方案计算得到的反应截面差别并不是很明显,但是要想与反应截面的实验数据进行比较来研究介质中的 NN 散射截面,我们必须弄清楚发生反应时的环境,如介质密度等。仅考虑第一次碰撞显然是不够的,这将影响我们获取介质中的 NN 散射截面对密度的依赖的信息。我们在后面还将对此进行进一步的讨论。随后的工作,我们都采用 **CaseII**,即对整个反应动力学过程进行 ImQMD 模拟。

前面我们已经说过,平均场与碰撞的共同作用决定了核反应过程。所以,我们有必要先来研究一下核态方程的选择对质子入射反应的影响。我们以 $p + {}^{12}\text{C}$ 为例,选取了 SkP (对应软的 EoS)、SIII(对应硬的 EoS) 这两套 Skyrme 参数来计

算反应截面。具体的参数及相应的饱和密度下对称核物质的性质见表 2.1、2.2。计算得到的 $p + {}^{12}\text{C}$ 的反应截面 σ_R 的激发函数与实验数据的比较如图 4.7 所示。

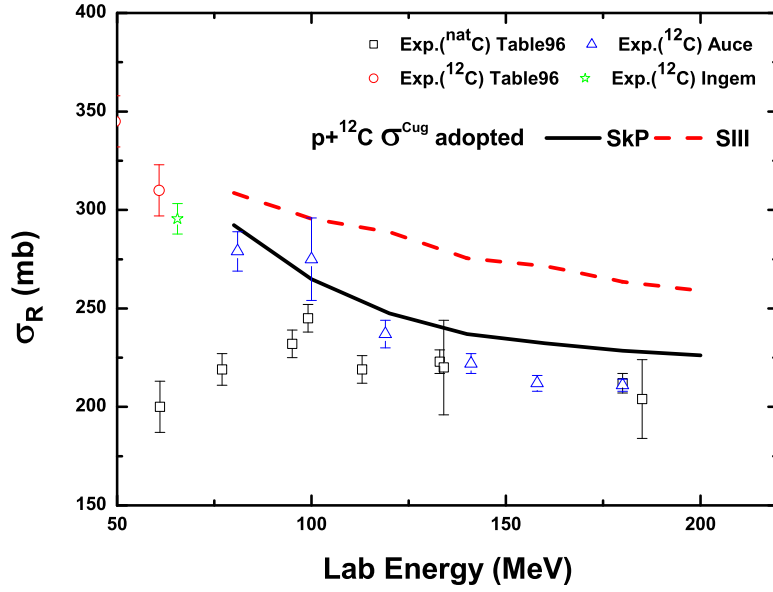


图 4.7 采用 SkP 与 SIII 参数计算 $p + {}^{12}\text{C}$ 的反应截面 σ_R 的激发函数与实验数据的比较。计算中采用的是自由 NN 散射截面。实验数据取自文献 [?]、[?]、[?]，在图中分别用 Table96、Ingem、Auce 表示。

可以看出反应截面明显地依赖于核态方程的选择。SkP 参数给出的 σ_R 与实验符合得比较好。由于我们计算中采用的是自由 NN 散射截面，在未考虑两体碰撞介质修正的情况下，我们不能武断地认定哪套参数更适合用来描述反应截面。但因为目前大量的包括核结构与核反应的研究都倾向于核物质具有较软的 EoS，并且我们用 SkP 这套参数对中能重离子反应^[2, 3]及散裂反应的描述也取得了比较满意的结果。因此下面的计算我们都采用 SkP 这套参数。

采用自由 NN 散射截面以及不同修正形式的介质中的 NN 散射截面计算得到的 $p + {}^{12}\text{C}$ 、 $p + {}^{27}\text{Al}$ 、 $p + {}^{40}\text{Ca}$ 、 $p + {}^{90}\text{Zr}$ 这四个反应体系的反应截面激发函数分别如图 4.8、4.9、4.10、4.11 所示。反应截面的实验数据取自文献 [?]、[?]、[?]，在图中分别用 Table96、Ingem、Auce 表示。由于重核的计算比较耗时，因此对 ${}^{90}\text{Zr}$ 这个体系，我们只采用 σ_{NN}^{Cug} 及 σ_{NN}^{LGQ} 进行了计算。

从图我们可以看到，采用 σ_{NN}^{Cug} 即自由 NN 散射截面计算得到的反应截面明显地高于实验值，而采用不同的介质中的 NN 散射截面 σ_{NN}^* 计算得到的反应截面相对 σ_{NN}^{Cug} 的结果有不同程度的压低。采用各个 σ_{NN}^* 计算得到的反应截面 σ_R

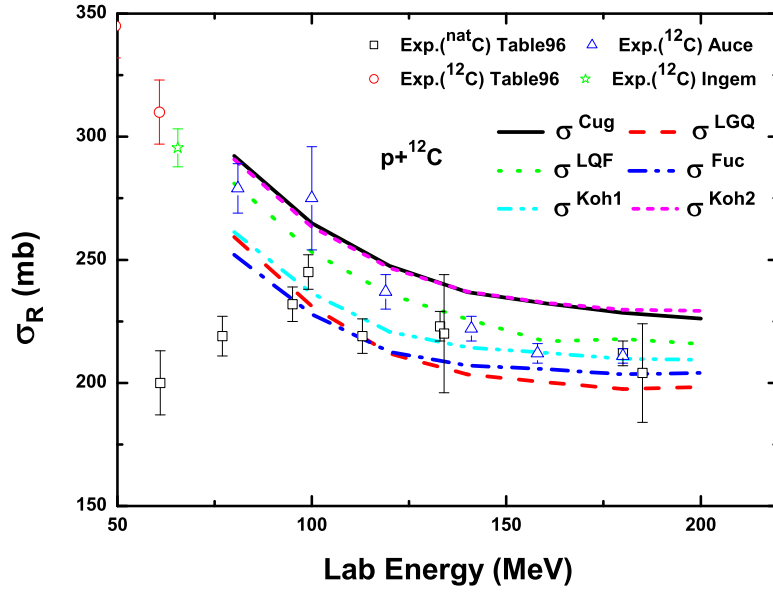


图 4.8 采用自由 NN 散射截面 σ_{NN}^{Cug} 及不同的介质中的 NN 散射截面 σ_{NN}^* 计算 $p + {}^{12}\text{C}$ 反应截面 σ_R 的激发函数与实验数据的比较。实验数据取自文献 [?]、[?]、[?]，在图中分别用 Table96、Ingem、Auce 表示。

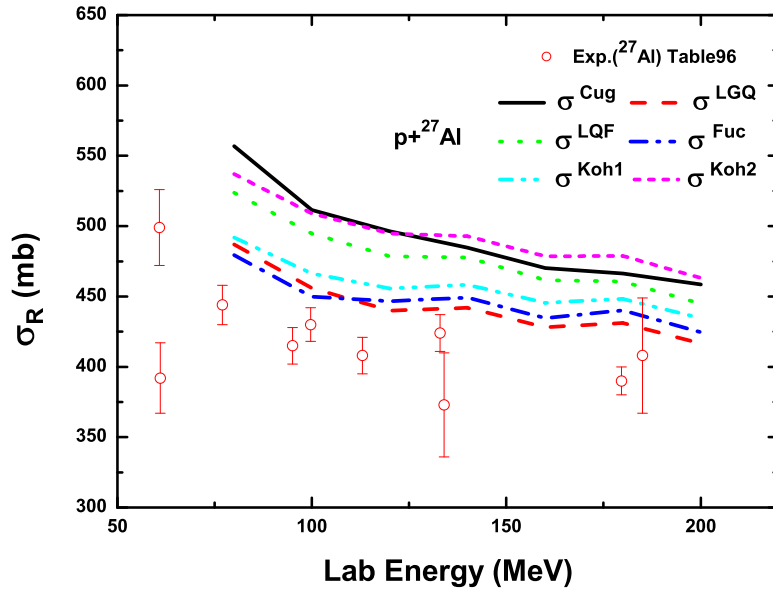


图 4.9 采用自由 NN 散射截面 σ_{NN}^{Cug} 及不同的介质中的 NN 散射截面 σ_{NN}^* 计算 $p + {}^{27}\text{Al}$ 反应截面 σ_R 的激发函数与实验数据的比较。实验数据来源与图 4.8 相同。

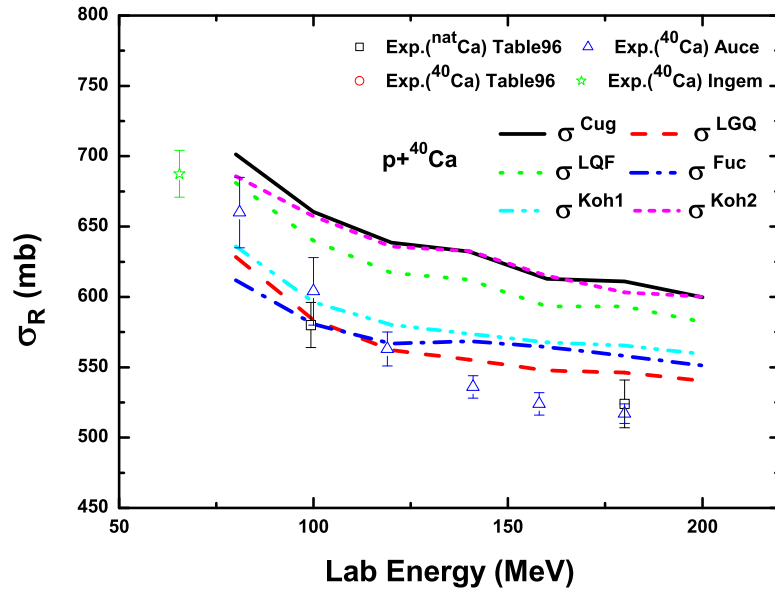


图 4.10 采用自由 NN 散射截面 σ_{NN}^{Cug} 及不同的介质中的 NN 散射截面 σ_{NN}^* 计算 $p + {}^{40}\text{Ca}$ 反应截面 σ_R 的激发函数与实验数据的比较。实验数据来源与图 4.8 相同。

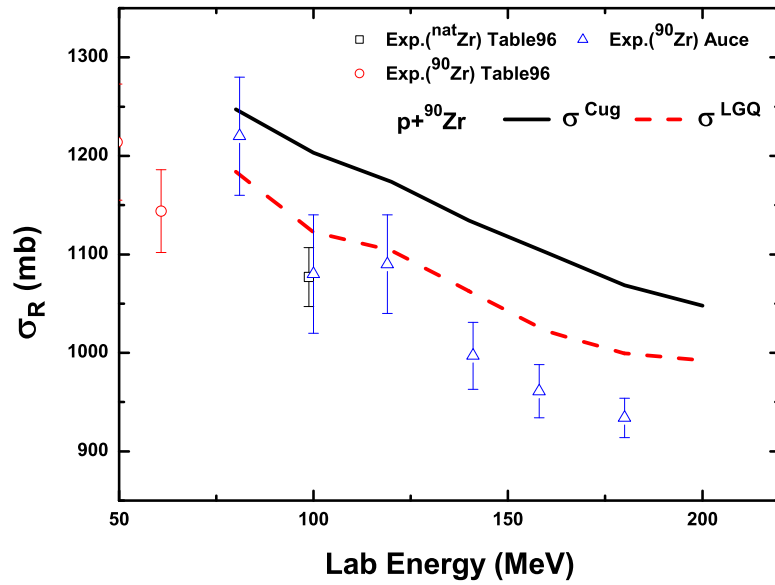


图 4.11 采用自由 NN 散射截面 σ_{NN}^{Cug} 及介质中的 NN 散射截面 σ_{NN}^{LGQ} 计算 $p + {}^{90}\text{Zr}$ 反应截面 σ_R 的激发函数与实验数据的比较。实验数据来源与图 4.8 相同。

的大小与 σ_{NN}^* 的高低之间有着一一对应的关系。 σ_{NN}^* 越高, 计算得到的 σ_R 也就越大。并且 σ_R 对 σ_{NN}^* 非常敏感。例如, Q. F. Li 计算得到的介质中的 np 散射截面 σ_{np}^{LQF} 与自由的 np 散射截面 σ_{np}^{Cug} 非常接近, 因此采用 σ_{NN}^{Cug} 与 σ_{NN}^{LQF} 计算得到的反应截面间的差别就基本来自 pp 散射截面 σ_{pp}^{Cug} 与 σ_{pp}^{LQF} 之间的差异。在我们研究的能区范围内, 即 80 -200 MeV, 在介质密度小于 ρ_0 的情况下, σ_{pp}^{Cug} 与 σ_{pp}^{LQF} 间的差别小于 15 mb。可以看到, 不同微观理论给出的介质中的 NN 散射截面间微小的差异被反应截面这个实验上的可观测量放大了。因此可以看出 $p + A$ 反应截面的确是研究介质中的 NN 散射截面的一个敏感观测量。

从结果看, 对于 $p + {}^{12}\text{C}$ 的反应体系, 采用 σ_{NN}^{LQF} 计算的 σ_R 与实验值符合得很好, 采用 σ_{NN}^{Koh2} 计算的结果比实验值高, 而采用 σ_{NN}^{Fuc} 、 σ_{NN}^{LGQ} 计算的结果比实验值要低。对于 $p + {}^{40}\text{Ca}$ 的反应体系, 采用 σ_{NN}^{Koh2} 、 σ_{NN}^{LQF} 得到的结果在整个能区范围都高于实验值, 而采用 σ_{NN}^{Fuc} 、 σ_{NN}^{LGQ} 得到的 σ_R 在能量低于 100 MeV 时低于实验值, 但能量高于 120 MeV 时却比实验值高。对于 $p + {}^{27}\text{Al}$ 及 $p + {}^{90}\text{Zr}$ 这两个体系, 所采用的 5 种微观理论给出的介质中的 NN 散射截面计算得到的 σ_R 都高于实验值。从总体上看, 采用 σ_{NN}^{LGQ} 计算 $p + {}^{27}\text{Al}$ 、 $p + {}^{40}\text{Ca}$ 及 $p + {}^{90}\text{Zr}$ 三个反应体系的 σ_R 与实验符合程度是最好的。

从 $p + {}^{12}\text{C}$ 的反应体系与其它 3 个反应体系的计算结果来看, 似乎存在着不一致。反应体系 $p + {}^{12}\text{C}$ 的 σ_R 实验值落在采用不同的 σ_{NN}^* 计算得到的理论值的范围之内, 这表明微观多体理论计算给我们提供了介质中的 NN 散射截面一个合理的范围。而采用同样的介质中的 NN 散射截面来研究 $p + {}^{27}\text{Al}$ 、 $p + {}^{40}\text{Ca}$ 及 $p + {}^{90}\text{Zr}$ 给我们的信息却是: 介质对的 NN 散射截面压低效应要比这些微观多体理论预言的更强。对于这样的不一致, 我们认为是介质中 NN 散射截面的密度依赖造成的。我们都知道, ${}^{12}\text{C}$ 是一个很轻的核, 具有很强的表面效应, 入射的质子与靶核发生的碰撞大多数发生在核表面密度很低的区域。因此 $p + {}^{12}\text{C}$ 的 σ_R 主要反映的是低密情况下的介质中 NN 散射截面。而 ${}^{27}\text{Al}$ 、 ${}^{40}\text{Ca}$ 、 ${}^{90}\text{Zr}$ 比 ${}^{12}\text{C}$ 束缚得更紧, 有明显的核芯。因而相对 $p + {}^{12}\text{C}$ 反应的情况, 质子与这些核的反应截面主要反应的是密度更高的情况下的介质中 NN 散射截面。图 4.12 是 ImQMD 模型采用 SkP 参数抽取到的基态 ${}^{12}\text{C}$ 、 ${}^{27}\text{Al}$ 、 ${}^{40}\text{Ca}$ 、 ${}^{90}\text{Zr}$ 核密度分布。可以看到, ${}^{12}\text{C}$ 的密度分布的确表现出了明显的表面效应。

为证明我们的观点, 需要对碰撞的区域的密度进行研究。为简单起见, 我们只考察入射质子与靶核中核子发生碰撞的区域的密度分布。虽然这不能涵盖所有核子对碰撞的情况, 如这不能体现均源于靶的核子对的碰撞情况, 但我们相信

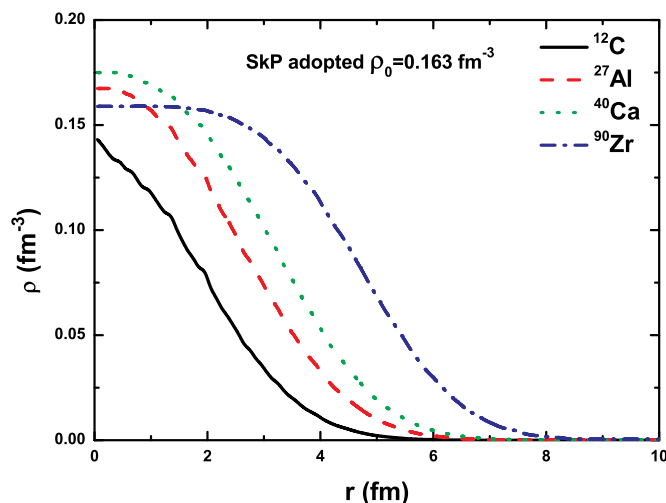
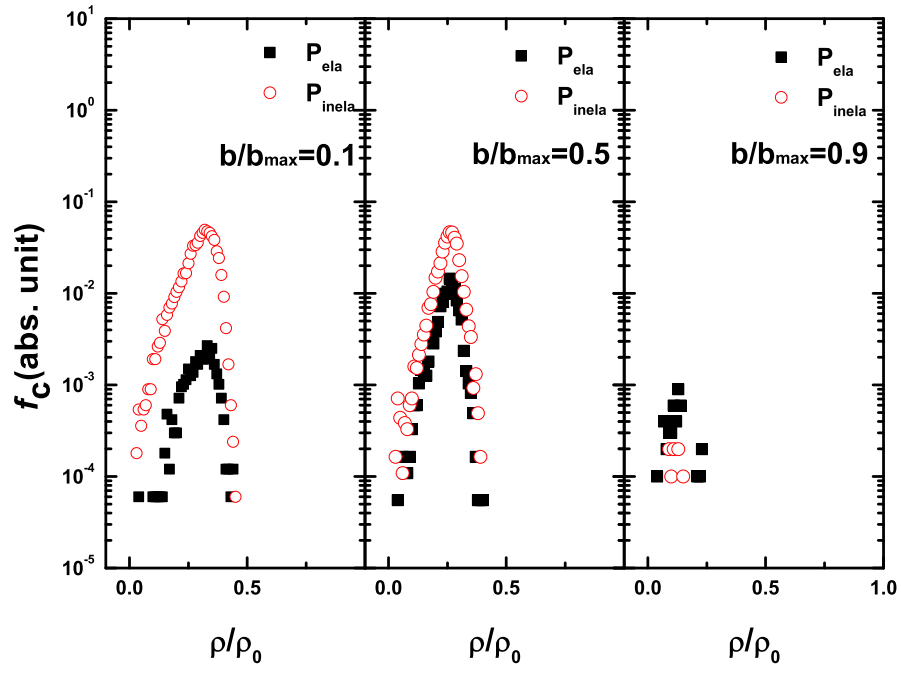
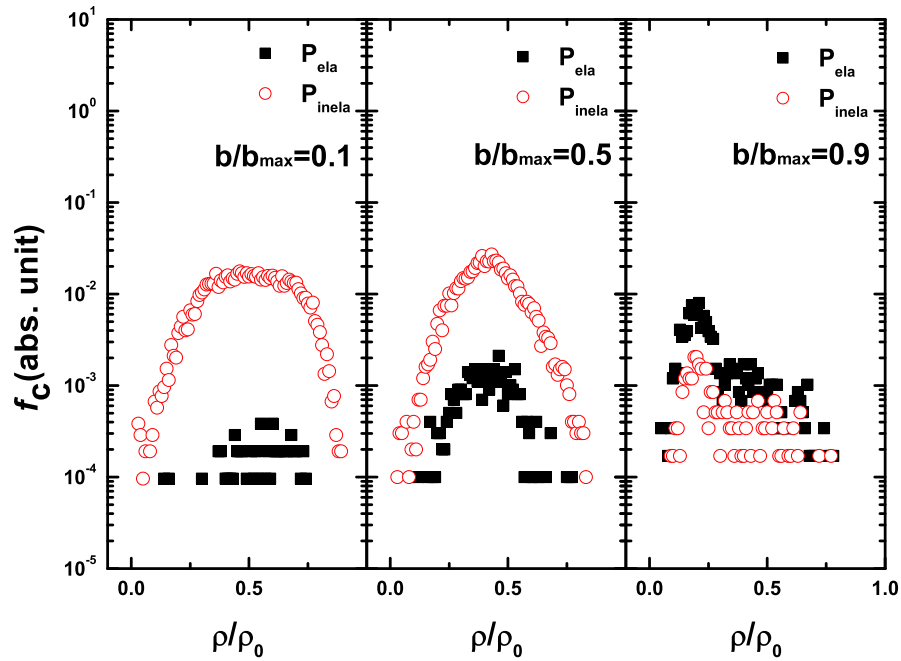


图 4.12 ImQMD 模型采用 SkP 参数抽取到的基态 ^{12}C 、 ^{27}Al 、 ^{40}Ca 、 ^{90}Zr 核密度分布。

这仍然能够为我们提供一个关于碰撞区域密度分布的合理的图像。图 4.13 给出了采用自由 NN 散射截面计算得到的 80 MeV $p + ^{12}\text{C}$ 、 ^{40}Ca 反应中，在约化碰撞参数 $b/b_{\text{max}} = 0.1, 0.5, 0.9$ 时入射质子与靶核核子碰撞区域的密度分布。为更深入地研究反应的动力学过程，我们对弹性事件与非弹事件进行了区分。

从图中可以看到，非弹事件中发生两体碰撞的区域的密度覆盖了整个靶核的密度分布范围，因此 σ_R 就能够给出这样一个密度区域的介质中的 NN 散射截面的信息。在小碰撞参数的反应中，弹性散射事件的几率远比非弹散射事件的几率小，这是因为靶核中心区域的密度高，入射质子与靶核中的核子碰撞的几率大，碰撞越多，入射质子发生非弹碰撞损失能量的机会就越大；而对擦边碰撞反应，情况刚好相反，弹性散射事件的几率要比非弹散射事件的几率高。我们还可以看到，对于 $p + ^{12}\text{C}$ ，无论是弹性散射还是非弹散射，碰撞区域密度最高的是 $0.4\rho_0$ ，并且大多数的碰撞发生在密度在 $0.2 - 0.4\rho_0$ 的区域。而对于 $p + ^{40}\text{Ca}$ ，碰撞区域密度最大为 $0.8\rho_0$ ，并且密度分布也比 $p + ^{12}\text{C}$ 的分布宽。通过比较，我们可以证明我们前面的假设：当密度小于 $0.5\rho_0$ 时，5 种微观理论给出的介质修正为介质中的散射截面 σ_{NN}^* 提供了一个合理的范围，而对于密度 $0.5 < \rho/\rho_0 < 1.0$ 的情况，介质对 NN 散射截面的压低效应要比这些微观多体理论预言的更强。

前面我们提到：采用两种方案 CaseI、CaseII 进行反应的模拟，得到的两体碰撞区域的密度分布会非常不同。现在我们来讨论这个问题。我们在图 4.14 中比较了 CaseI、CaseII 情形下 80 MeV $p + ^{40}\text{Ca}$ 反应入射质子与靶核中核子发生碰

(a) For 80 MeV $p + {}^{12}\text{C}$.(b) For 80 MeV $p + {}^{40}\text{Ca}$.图 4.13 80 MeV $p + {}^{12}\text{C}$ 、 ${}^{40}\text{Ca}$ 反应中入射质子与靶核中核子发生碰撞的区域的密度分布。

撞的区域的密度分布。

可以看出, **CaseII** 给出的碰撞区域密度分布要比 **CaseI** 给出的分布宽, 特别是在大碰撞参数下。在中心碰撞的反应中, 入射质子要先穿越靶核表面, 采用 **CaseI**, 抹煞了大多数与处于低密的表面的核子发生碰撞的入射质子与处于高密的靶核中心的核子再次碰撞的机会, 因此碰撞区域密度分布低于 **CaseII** 的结果。而对于擦边反应, 入射质子首先与处于表面的核子碰撞改变运动方向, 其中一部分入射质子有机会朝靶核内部运动, 与高密区域的核子碰撞。如果采用 **CaseI**, 则这种机会也被忽视了, 所以造成了大碰撞参数下碰撞区域密度分布也比 **CaseII** 给出的结果窄。

随着反应体系质量增大, 理论计算给出的 σ_R 与实验值的差别越来越大。前面我们说过, σ_R 对介质中的 NN 散射截面非常敏感, 而 σ_R 是碰撞参数 b 的积分函数, 那么相对轻的体系而言, 在重的体系中, σ_R 对介质中的 NN 散射截面的细微差别的放大效应会更加明显。如果我们采用的介质中的 NN 散射截面与真实的截面有偏差, 那么重体系的 σ_R 与实验值间的差异自然会比轻体系的明显。为研究这个问题, 我们引入一个唯象的介质中的 NN 散射截面:

$$\sigma_{NN}^M = f(E)\sigma_{NN}^{Cug}. \quad (4.8)$$

通过调节修正因子 $f(E)$ 拟合各个反应体系反应截面的激发函数。其中修正因子 $f(E)$ 是同位旋无关的量。因为单单依据质子入射的反应截面这一个物理量, 我们无法同时唯一地确定介质中 NN 散射截面的两个同位旋成分, 即 σ_{pp}^* 与 σ_{np}^* 。如果想要得到同位旋相关的修正信息, 需要更多的可观测量, 如中子入射的反应截面等。

我们先通过拟合 $p + {}^{12}\text{C}$ 、 $p + {}^{40}\text{Ca}$ 两个反应体系的反应截面的激发函数来抽取修正因子 $f(E)$ 。得到的修正因子如图 4.15 所示。

可以看到, $p + {}^{12}\text{C}$ 、 $p + {}^{40}\text{Ca}$ 两个反应体系给出来的修正因子差别很大, 原因是 ${}^{12}\text{C}$ 的密度分布与 ${}^{40}\text{Ca}$ 不一样, 前面我们已经做了解释, 这里不再赘述。随后我们用从 $p + {}^{40}\text{Ca}$ 体系抽取到的介质中的 σ_{NN}^M 对 $p + {}^{27}\text{Al}$ 、 $p + {}^{90}\text{Zr}$ 进行了计算, 结果如图 4.16 所示。可以看到, 同一个 σ_{NN}^M 能够同时很好地描述这 3 个反应体系的反应截面的激发函数。因此我们相信, 如果微观理论计算能够提供合理的介质中的 NN 散射截面, 我们就能对所有的反应截面的实验数据进行很好地描述。

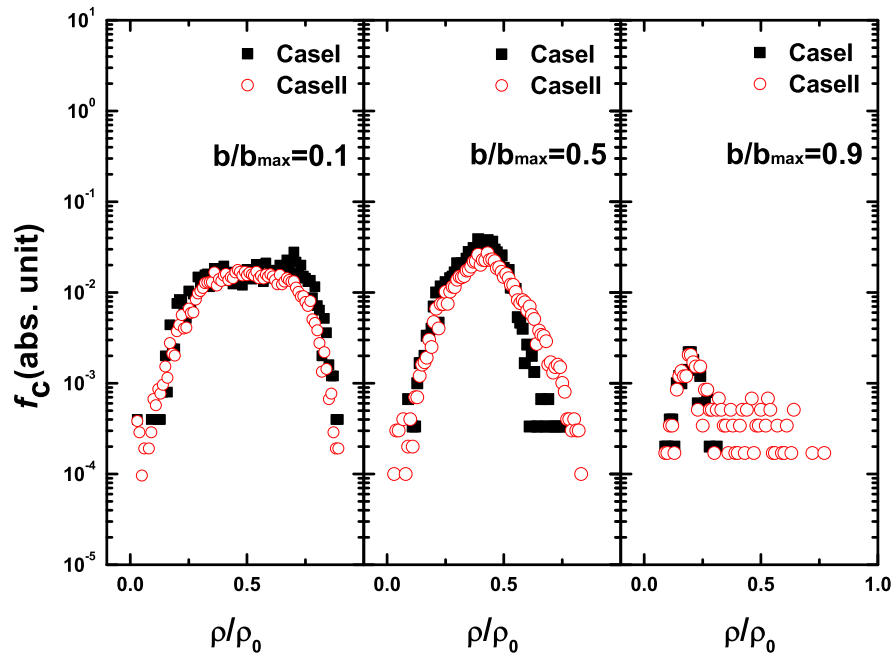
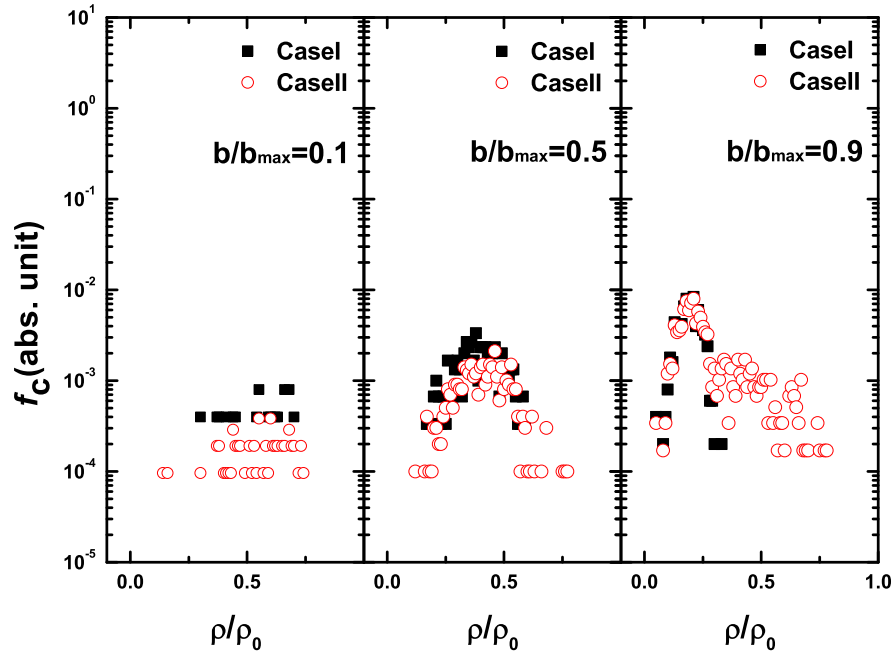


图 4.14 CaseI、CaseII 情形下 80 MeV $p + {}^{40}\text{Ca}$ 反应入射质子与靶核中核子发生碰撞的区域的密度分布。

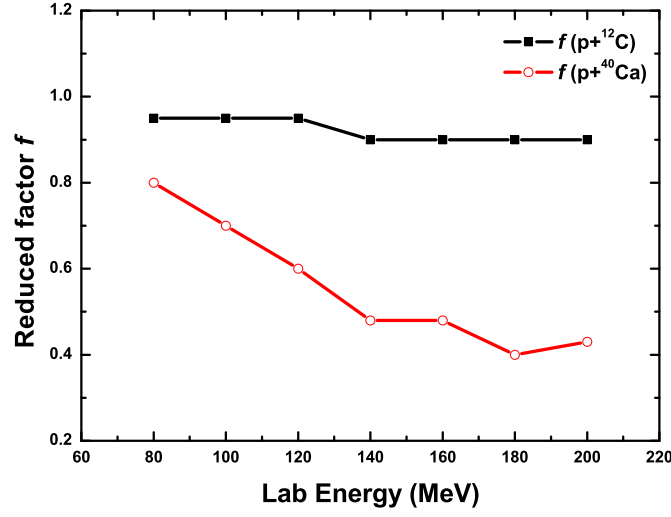


图 4.15 拟合 $p + {}^{12}\text{C}$ 、 $p + {}^{40}\text{Ca}$ 反应截面的激发函数得到的修正因子 $f(E)$ 。

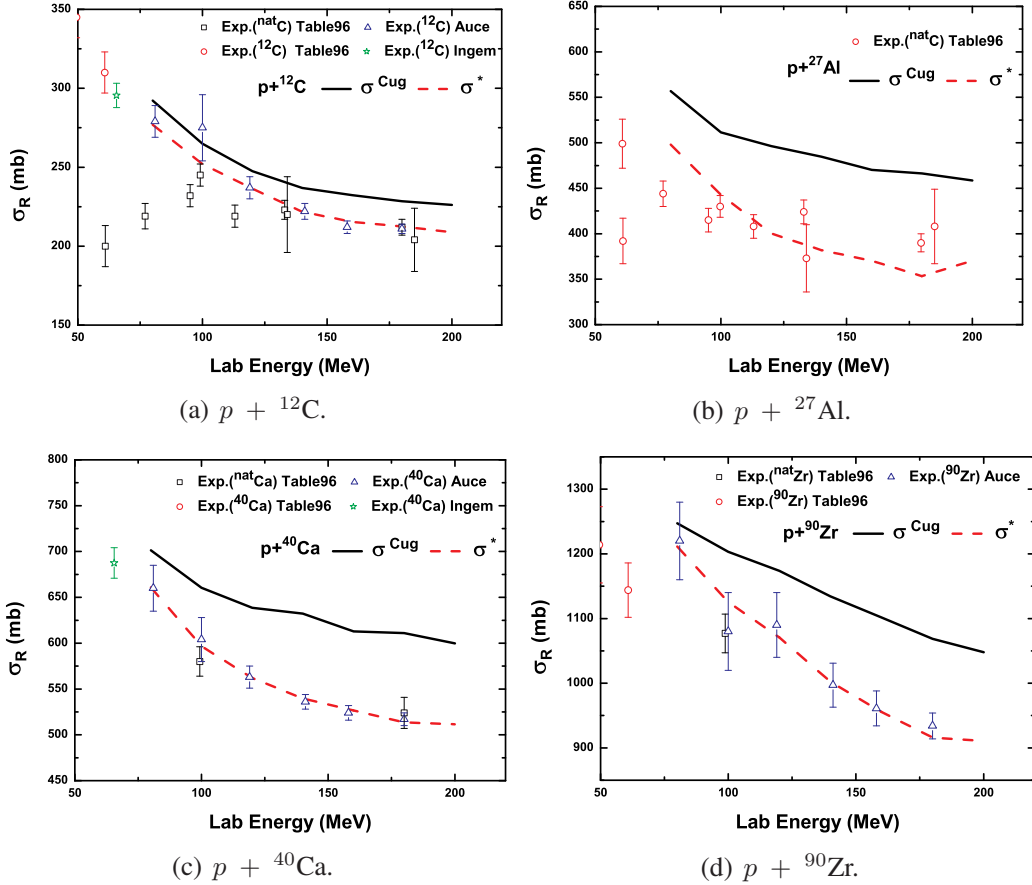


图 4.16 采用 σ_{NN}^M 计算得到的质子入射 4 个反应体系反应截面激发函数。

4.3 本章小结

基于 ImQMD05 模型, 在碰撞部分采用自由 NN 散射截面以及微观多体理论给出的 5 种不同形式的介质中的 NN 散射截面, 计算了质子入射能量在 80 - 200 MeV 的 $p + {}^{12}\text{C}$ 、 $p + {}^{27}\text{Al}$ 、 $p + {}^{40}\text{Ca}$ 及 $p + {}^{90}\text{Zr}$ 四个反应体系的反应截面的激发函数, 并与实验数据进行比较。计算结果表明: 采用自由 NN 散射截面得到的反应截面明显高于实验值, 而 5 种不同形式的介质中的 NN 散射截面计算得到反应截面相对自由 NN 散射截面的结果有不同程度的压低。反应截面对介质中的 NN 散射截面比较敏感, 可以用于抽取 NN 散射截面的介质修正的信息。通过研究碰撞区域密度分布, 我们得到了一个结论: 在 $\rho < 0.5\rho_0$ 时, 5 种介质中的 NN 散射截面给出了一个合理的介质压低效应范围, 而在 $0.5\rho_0 < \rho < 1.0\rho_0$ 时, 真实的介质压低效应要比这 5 种理论预言的结果更强。另外我们发现, 平均场对反应截面也有一定的影响。

第五章 核子和核 ($p(n) + A$) 反应中的同位旋效应

5.1 核反应中的同位旋

从小到原子核性质到大至中子星性质及演化的研究, 同位旋不对称核物质的核态方程 (EoS) 的知识是非常重要的。这就要求从理论方面选择核反应过程中主要只对对称能或者主要只对介质中同位旋相关的核子-核子 (NN) 散射截面灵敏的物理观测量作为探针来提取关于对称能或者介质中 NN 散射截面同位旋依赖的知识。随着一大批放射性束流装置的建立和投入使用, 为研究同位旋非常不对称的核物质的性质提供了有利的手段, 为核物理研究开辟了一个新的充满生机的方向—同位旋物理。同位旋物理研究的最终目的是抽取介质中的有效相互作用的同位旋依赖的信息, 以及同位旋不对称核物质的状态方程, 特别是核态方程中同位旋依赖项, 即核对称能的密度依赖。

5.1.1 不对称核物质的核态方程

同位旋不对称核物质 EoS 的一个重要成分是对称能的密度依赖形式。由液滴模型质量的经验公式可以知道正常核物质密度下的对称能约为 30 MeV, 但对其它密度, 特别是高密条件下的对称能了解得还很少。虽然由核单极巨共振 (GMR) 方法已经给出对称核物质在饱和密度 ($\rho_0 \approx 0.16 \text{ fm}^{-3}$) 下的不可压缩系数在 $231 \pm 5 \text{ MeV}$ 的范围内, 通过核-核碰撞的集体流测量也对密度在 $2\rho_0 < \rho < 5\rho_0$ 范围内的 EoS 进行了约束, 但这些结果都是模型依赖的, 因为不对称核物质的不可压缩系数仍然没有很好地确定。不同的多体理论由于采用的近似和处理方法细节上的不同, 导致了它们预言的核物质的性质非常不一样。各种多体理论对同位旋不对称核物质性质的预言, 特别是核对称能的密度依赖形式的预言, 存在着非常明显的差别。特别在低密和高密条件下的对称能相差很大。通常, 对称能的密度依赖有两种形式: 一是对称能随密度增大单调增加, 其增长的梯度可以是非常不同的。另一种是对称能先随密度增大而增大, 到某个密度时达到最大值, 随后开始减小, 而对称能达到最大值的密度值也存在很大的差别。

确切地了解对称能的密度依赖形式对研究丰中子核的核结构非常重要, 另外对于中子星结构、超新星爆发的动力学等问题的研究也非常重要, 这些问题与

宇宙起源息息相关。例如，硬的对称能的密度依赖形式预言的中子皮厚度要比软的对称能的密度依赖形式预言的大^[2, 3]。另外，相对软的对称能的密度依赖形式，硬的对称能的密度依赖形式给出的中子星半径更大，冷却速度更高^[2, 3]。

根据 Skyrme 能量密度泛函可以得到无限的非对称核物质的平均每粒子能量：

$$\begin{aligned}
 e(\rho, \delta) = & \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{2/3} F_{5/3} + \frac{1}{8} t_0 \rho [2(x_0 + 2) - (2x_0 + 1)F_2] \\
 & + \frac{1}{48} t_3 \rho^{\sigma+1} [2(x_3 + 2) - (2x_3 + 1)F_2] \\
 & + \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{5/3} \{ [t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2)] F_{5/3} \\
 & + \frac{1}{2} [t_2(2x_2 + 1) - t_1(2x_1 + 1)] F_{8/3} \}, \quad (5.1)
 \end{aligned}$$

其中 $\delta = (\rho_n - \rho_p)/(\rho_n + \rho_p)$ 为同位旋不对称度， $F_m(\delta) = \frac{1}{2^m} [(1+\delta)^m + (1-\delta)^m]$ 。式中第一项为动能项，其余为势能项。

式 5.1 可以写成如下的经验展开式：

$$e(\rho, \delta) = e(\rho, 0) + e_{sym}(\rho) \delta^2 + \mathcal{O}(\delta^4), \quad (5.2)$$

其中 $e(\rho, 0)$ 为同位旋标量部分， $e_{sym}(\rho)$ 是体对称能。

在饱和密度 ρ_0 附近，对称能可以展开为：

$$e_{sym}(\rho) = e_{sym}(\rho_0) + \frac{L}{3} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + \frac{K_{sym}}{8} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + \dots, \quad (5.3)$$

$e_{sym}(\rho_0)$ 是饱和密度处的体对称能，即对称能系数 $e_{sym}(\rho_0) = a_s = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 e(\rho_0, \delta)}{\partial \delta^2} |_{\delta=0}$ ， $L \equiv 3\rho_0 \frac{\partial e_{sym}}{\partial \rho} |_{\rho=\rho_0}$ 和 $K_{sym} \equiv 9\rho_0^2 \frac{\partial^2 e_{sym}}{\partial \rho^2} |_{\rho=\rho_0}$ 分别是对称能在饱和密度附近的斜率和曲率。对于对称能系数，目前大多理论模型给出的值集中在 27 - 38 MeV 这个范围内^[2, 3]。实验上，通过核单极巨共振以及丰中子体系的中子皮的实验测量，人们对对称能系数已经给出了一个较窄的范围 $27 \leq a_{sym} \leq 32$ MeV。但是，不同理论给出的对称能随密度变化的斜率 L 与曲率 K_{sym} 等在饱和密度附近的值仍然具有非常大的差异。大多理论预言给出的 K_{sym} 处于 -566±1350 MeV 到 -34±159 MeV 这个范围内^[2, 3]。

图 5.1 是文献 [?] 所给出的 18 套 Skyrme 有效相互作用参数下的对称能的密度依赖形式。可以看出, 不同有效相互作用给出的对称能在饱和密度附近的数值都很接近, 但对称能随密度变化的趋势非常不同。特别是在高密区, 各种理论模型给出的趋势差别非常大。因此, 对称能密度依赖形式的研究已经成为当前核物理研究的热点之一。

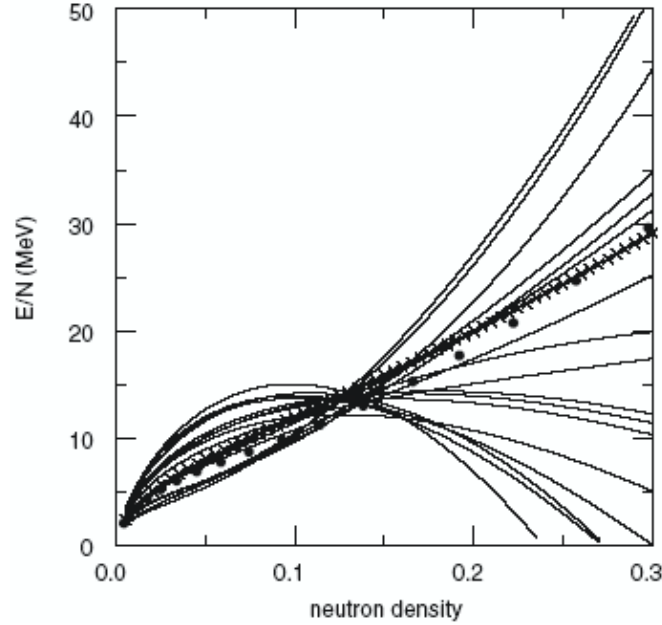


图 5.1 18 套 Skyrme 有效相互作用参数下的对称能密度依赖形式。

实验上, 放射性束流引起的重离子反应是研究不对称核物质 EoS, 特别是对称能的密度依赖形式的唯一的手段。利用微观输运理论, 通过丰中子重离子反应, 人们对对称能的密度依赖形式进行了大量的研究。要利用丰中子核重离子核反应来研究不对称核物质性质, 关键的任务是寻找对核对称能敏感的实验可观测量。因为中子、质子对称势符号相反, 并且相对核标量势而言, 对称势非常弱, 所以常规的物理量不容易观察到对称势的效应。目前提出的对对称势敏感的观测量大多采用的是重子、镜像核及介子的同位旋多重数的差或者比值, 例如: 反应中出射中子、质子比、中子—质子微分流、中子—质子关联函数、 $t/{}^3\text{He}$ 、 π^-/π^+ 、 Σ^-/Σ^+ 及 K^0/K^+ 等。另外, 人们还提出利用同种元素的同位素的反应中的多重观测量来降低系统误差, 例如双中子—质子比、双微分流等。L. W. Chen 等人在最近的一篇综述文章中对此进行了详细的论述, 有兴趣的读者可以参阅文献 [?]。这里我们只对其中一些观测量做简单介绍。

B. A. Li 等人^[2]通过低能区的重离子反应, 尽量避免了 NN 碰撞动力学效应

的影响, 研究发现中能重离子碰撞前平衡发射的自由中子-质子比 N_n/N_p 灵敏地依赖于对称能的密度依赖形式的选择, 而对核物质不可压缩系数及介质中的 NN 散射截面不敏感。因为中子、质子对称势以及化学势的特点, 使得中子比质子更容易脱离体系束缚, 并且使得自由中子获得比质子更大的能量。所以较强的对称势会导致更大的出射的自由核子 N_n/N_p 。研究结果表明采用软的对称势给出的 N_n/N_p 要高于采用硬的对称势给出的结果。这是因为核子出射一般发生在低密区, 而在低于饱和密度时软的对称势强度要比硬的对称势强度大。目前很多研究表明, 重离子碰撞中产物同位素分布的 **Isoscaling** 规律是研究对称能的一个很有效的观测量。核反应中形成的远离 β 稳定线的激发态粒子, 在到达探测器之前就已经退激为相应的处于稳定线附近的基态同位素。这使得反应中的同位旋效应被削弱, 不利于研究对称能密度依赖的微弱效应。而两个相似反应的同位素产额比的 **Isoscaling** 的规律有可能较好地消除退激过程的影响, 可以利用来研究对称能的密度依赖形式。所谓 **Isoscaling** 是指对于某些特定的反应 (如电荷数相同而中子数不同的成对的反应, 如反应 2 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$, 反应 1 $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$) 其相应的同位素产额比 $R_{21}(N, Z) = Y_2(N, Z)/Y_1(N, Z)$, 与产额中同位素的中子数 N 或者质子数 Z 呈指数关系

$$R_{21}(N, Z) = Y_2(N, Z)/Y_1(N, Z) = C \exp(\alpha N + \beta Z), \quad (5.4)$$

其中 C 是归一化因子, α 、 β 是通过拟合上述的指数关系得到的参数。基于平衡态统计理论, 可以得到如下的关系式:

$$\alpha T = \Delta\mu_n = \mu_{n2} - \mu_{n1} \approx 4C_s \left(\frac{Z_1^2}{A_1^2} - \frac{Z_2^2}{A_2^2} \right), \quad (5.5)$$

其中 A_i 、 Z_i 分别是发射源的质量数、电荷数。具体的介绍请参考文献 [?] 及其引文。Shetty 等人^[2]用 AMD 模型分析同位素产额的 **Isoscaling** 规律, 给出了低密时对称能的密度依赖形式为 $E_{sym} = 31.6(\rho/\rho_0)^{0.69}$ 。而最近 L. W. Chen 等人^[2]用同位旋相关的 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (IBUU04) 输运模型, 对 NSCL-MSU 的同位旋扩散数据进行分析, 给出了一个较硬的对称能的密度依赖形式: $E_{sym} = 31.6(\rho/\rho_0)^{1.05}$ 。可以看出, 到目前为止, 对于低密的对称能的密度依赖形式依然不很清楚。根据现有的对重离子碰撞的研究表明, 对称能的密度依赖可以写成 $E_{sym} = 31.6(\rho/\rho_0)^\gamma$ 的形式, γ 应该处于 0.6 - 1.05 的范围内。

5.1.2 介质中两体弹性散射截面的同位旋依赖

目前实验上已经知道在到几百个 MeV 的能量范围内, 自由空间中质子-中子 (pn) 散射截面 σ_{np}^{free} 是质子-质子 (pp)、中子-中子 (nn) 散射截面 σ_{pp}^{free} 、 σ_{nn}^{free} 的 2 - 3 倍^[2]。对于介质中的同位旋无关的弹性散射截面已经有了大量的理论计算, 倾向性的看法是介质中 NN 散射截面比自由 NN 散射截面小。然而, 人们对于介质中的弹性散射截面的同位旋依赖了解得并不清楚。考虑同位旋的依赖性后, 介质中 NN 散射截面对核物质密度的函数依赖形式和强度需要深入仔细地研究。在微观理论计算方面, Q. F. Li 等人^[2]在自洽 RBUU 输运模型框架下, 从 QHD-II 型有效拉氏量出发计算了介质中的 np 、 pp (nn) 两体弹性散射截面。如图 4.2 所示。结果表明: 对于自由 NN 弹性散射截面而言, 其同位旋效应主要来自于 ρ 介子场的贡献; NN 散射截面的介质修正也是同位旋依赖的: σ_{np}^* 对核密度依赖很弱, 而 $\sigma_{pp(nn)}^*$ 则强烈地依赖于核密度, 这种同位旋效应是由核子及 ρ 介子质量介质修正对两者各自不同的影响造成的。而 G. Q. Li 等人^[2]在 Dirac-Brueckner 框架下得到的介质对 NN 散射截面的修正却并没由表现出很明显的同位旋依赖。如图 4.1 所示。Kohno 等人^[2]用非相对论 Brueckner 近似及 Paris NN 势计算, 如果考虑通量重整化得到的结果与 G. Q. Li 等人的结果一致, 而不考虑通量重整化的条件下得到的结果与 Q. F. Li 的结果很接近。

早期, 人们用定向流的平衡能^[2, 3]来研究介质中的 NN 散射截面。由于平衡能敏感地依赖于反应系统的质量数、碰撞参数以及碰撞核的性质, 而且与对称能有关, 因此不能很好地抽取介质中的 NN 散射截面的同位旋依赖的信息。核阻止^[2, 3]作为一个最直接的反映两体散射截面的观测量, 被认为是研究介质中的 NN 散射截面的最好的观测量。在 Fermi 能量以上直至 150 MeV/u 的能区内, 近心碰撞的原子核阻止灵敏的依赖于介质中同位旋相关的 NN 散射截面。最近, 椭圆流^[2, 3]被证明是可以用于抽取 EoS 和介质中同位旋相关的 NN 散射截面的非常有效的探针。

在本工作中, 我们将研究核子入射反应中的同位旋效应, 寻找相关的对对称势灵敏的观测量。

5.2 $p(n) + A$ 反应中的同位旋效应

5.1 中我们已经提到, 要想更确切地了解非对称核物质状态方程和介质中 NN 散射截面的同位旋依赖的信息, 我们需要更多更系统的物理观测量。本工作的内容就是尝试用核子入射 Sn 同位素靶核的反应截面来研究对称能以及 NN 散射截面的同位旋依赖。Sn 元素是质子满壳核 (电荷数 $Z = 50$), 其同位素链很长, 同位素的不对称度范围很大, 非常利于研究同位旋不对称效应。作为对照, 我们选取了相应的 β 稳定线上的 Sn 的同量异位素同时进行研究。用于研究的核素分别是: $^{112}_{50}\text{Sn}$ (0.107)、 $^{118}_{50}\text{Sn}$ (0.152)、 $^{124}_{50}\text{Sn}$ (0.194)、 $^{132}_{50}\text{Sn}$ (0.242)、 $^{112}_{48}\text{Cd}$ (0.142)、 $^{132}_{56}\text{Ba}$ (0.151), 括号中是各核素的同位旋不对称度。计算基于量子分子动力学 ImQMD05 模型。为研究对称能的密度依赖, 我们采用如下几种对称势的密度依赖形式:

$$U_{sym} = \begin{cases} U_{sym}^I = 0, \\ U_{sym}^{II} = \frac{C_s}{2} u^\gamma, \\ U_{sym}^{III} = (A\rho + B\rho^\gamma + C\rho^{5/3}). \end{cases} \quad (5.6)$$

U_{sym}^{III} 即采用完整的 Skyrme 相互作用 (式 2.17) 得到的对称势的形式。这里要说明一下的是 U_{sym}^{II} 中的对称势强度 C_s 仍然是采用完整的 Skyrme 相互作用 (式 2.17) 得到的, 这样采用同一套 Skyrme 参数得到的对称势不存在强度上的差别, 只是对密度依赖的形式不同。图 5.2 是 SkP 参数下的对称能的不同密度依赖形式给出的对称能结果。 $full$ 即表示 U_{sym}^{III} 。可以看出, 在饱和密度以下, 对称能随密度变化的趋势比较平缓, 并且软的对称势所给出的对称能要大于硬的对称势所给出的对称能; 而在高密条件下, 对称能随密度变化的趋势十分剧烈, 并且软的对称势所给出的对称能小于硬的对称势所给出的对称能。

5.2.1 NN 散射截面的影响

在第 4 章中我们利用质子入射反应截面研究了介质中的 NN 散射截面。发现对于中重核, 采用 G. Q. Li 给出介质中的 NN 散射截面计算得到的反应截面最接近实验值。但因为反应截面如何受平均场与碰撞项的共同作用仍然不很清楚, 所以在本章的工作中, 我们并不打算采用介质中的 NN 散射截面来研究核子入射反应中的同位旋效应, 而仍然与目前大多输运理论一样采用自由的 NN 散射截面。

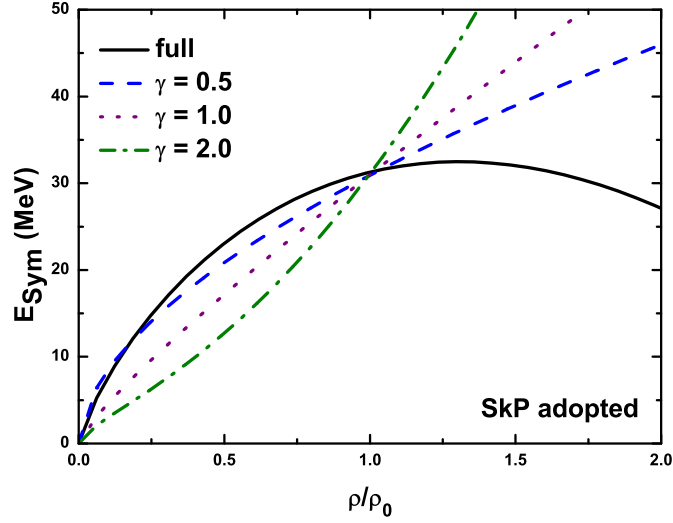


图 5.2 SkP 参数下的对称能密度依赖形式。

图 5.3 是采用 Skryme 参数 SkP、线性对称势 $U_{sym}^{lin} = \frac{C_s}{2}u$ 、自由 NN 散射截面 σ_{NN}^{free} 计算得到的 $p + {}^{112-132}\text{Sn}$ 反应截面的激发函数。带误差棒的星符是天然 Sn 的反应截面实验数据，取自文献 [?]。可以看到，计算得到的反应截面数值上

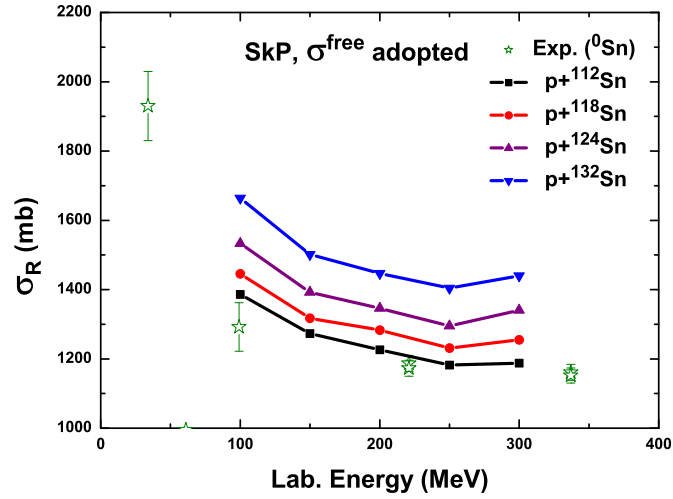


图 5.3 采用 Skryme 参数 SkP、线性对称势 $U_{sym}^{lin} = \frac{C_s}{2}u$ 、自由 NN 散射截面 σ_{NN}^{free} 计算得到的 $p + {}^{112-132}\text{Sn}$ 反应截面的激发函数。

比实验值高，原因有两个：一是我们计算中采用的是自由 NN 散射截面；二是实验数据是天然 Sn 的结果。但是反应截面随着入射能量增高而降低、随着反应体系质量增大而升高的两个趋势能够被很好地反映出来。Carlson 等人^[2]通过拟合大量的质子与 β 稳定线上核素的反应截面的实验数据，给出了反应截面对反应

体系质量依赖的半经验公式, Carlson 公式:

$$(\sigma_R/\pi)^{1/2} = r_0 A^{1/3} + R_p \quad (5.7)$$

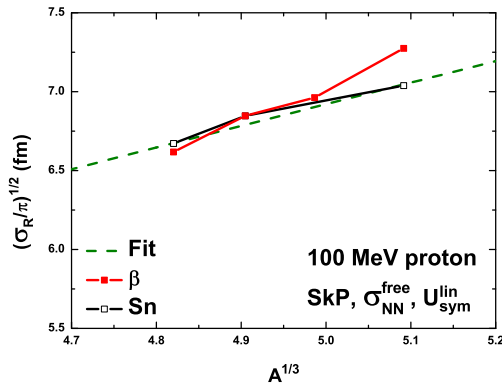
其中 R_p 对应的是弹 (质子), $r_0 A^{1/3}$ 对应的是靶核。并给出了 r_0 随靶核质量的拟合公式:

$$r_0(E) = R_0[1 - Ze^2/(R_0 A^{1/3} E)] \quad (5.8)$$

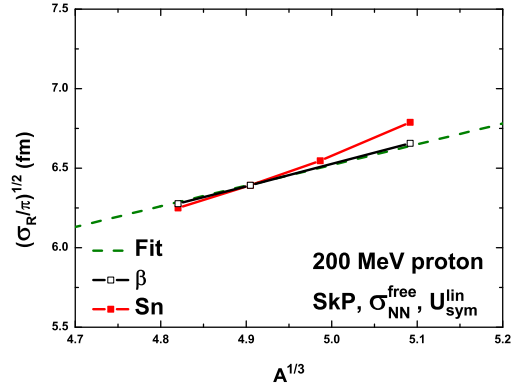
若 $Z/A^{1/3}$ 取对最稳定核区的典型核的粗略估计则可取 $Z \sim 26$ 、 $A \sim 56$, R_0 是可调参数。能量在 25 - 100 MeV 时, $R_0 = 1.45$ fm, 能量高于 180 MeV 时, $R_0 = 1.35$ fm, 而 $R_0 = 1.40$ fm 能大致描写整个能区的情况。

我们可以利用反应截面对反应体系质量的依赖关系来研究核子入射反应中的同位旋效应。图 5.4 给出了我们计算的 100、200、250、300 MeV 质子入射 β 稳定线核素 (空心方块) 及 Sn 同位素 (实心方块) 反应截面随靶质量变化的情况。因为采用 σ_{NN}^{free} 使得我们的计算结果高于实验, 但在这里我们仅关心 $(\sigma_R/\pi)^{1/2}$ 对 $A^{1/3}$ 依赖的斜率, 因此为了方便比较, 我们把文献 [?] 给出的拟合结果做了平移, 在图中用虚线表示。

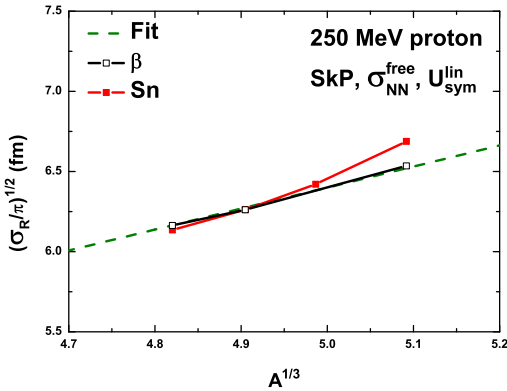
从图中可以看到, 在所有能量下我们计算的质子入射 β 稳定线上核素的反应截面对靶核质量依赖的斜率关系与实验拟合结果是一致的。而质子入射 Sn 同位素的反应截面对靶核质量的依赖明显偏离了拟合实验给出的半经验公式。对 ^{112}Sn 缺中子核, 得到的反应截面比处于 β 稳定线上 ^{112}Cd 的反应截面低, 而对丰中子核 ^{124}Sn 、 ^{132}Sn , 得到的反应截面高于 β 稳定线上相应的同量异位素的反应截面。并且随着不对称度增加, 这个差别变得越来越明显, 显示出了明显的同位旋效应。我们知道 pp 、 np 散射截面是不一样的, σ_{np}^{free} 大约是 $\sigma_{pp,nn}^{free}$ 的 2 - 3 倍。因此, 对于丰中子的 Sn 同位素, 质子与其发生碰撞的几率自然比相应 β 稳定线上的同量异位素大, 自然得到更高的反应截面。而对于缺中子的 ^{112}Sn 情况就刚好相反。并且随着入射能量的增大, 反应截面的同位旋依赖有减弱的趋势, 这是因为在 高能区域, σ_{np}^{free} 与 $\sigma_{pp,nn}^{free}$ 的差异变小造成的。为进一步研究 NN 散射截面的同位旋效应, 我们分析了不同碰撞参数下的出射质子的能谱。图 5.5、5.6 分别给出了 100 MeV 质子入射 ^{112}A 、 ^{132}A 反应中不同碰撞参数下出射质子的能谱。从结果可以看出, 在小碰撞参数下, 同组反应中出射质子的分布几乎没有差别;



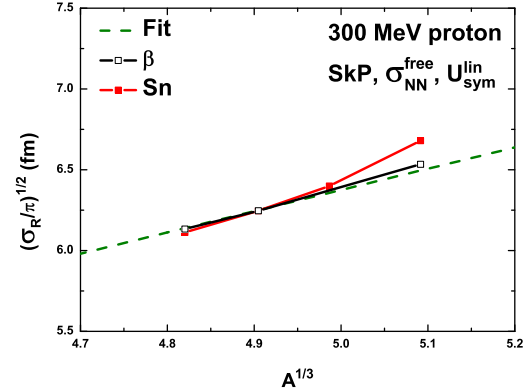
(a) For 100 MeV proton incidence.



(b) For 200 MeV proton incidence.



(c) For 250 MeV proton incidence.



(d) For 300 MeV proton incidence.

图 5.4 质子入射反应截面对反应体系质量的依赖。图中 100、200、250、300 MeV 的拟合结果是在文献 [?] 的结果上分别上移了 0.38、0.38、0.2、0.14 fm。

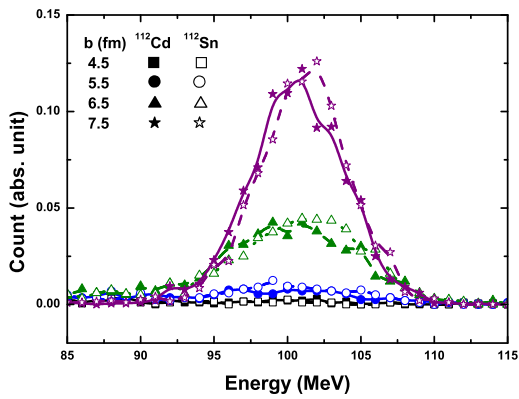


图 5.5 100 MeV 质子入射 ^{112}Cd 、 ^{112}Sn 在不同碰撞参数下的出射质子能谱。

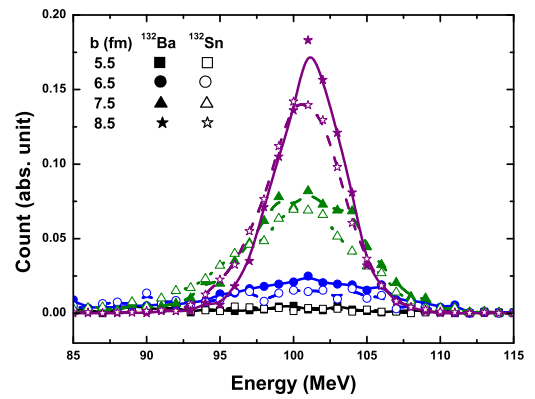


图 5.6 100 MeV 质子入射 ^{132}Ba 、 ^{132}Sn 在不同碰撞参数下的出射质子能谱。

而在大碰撞参数下, 同组反应中同位旋不同的两个反应中出射质子的分布出现了差异。同位旋不对称度大的反应中, 能量在入射能量附近的出射质子明显比同位旋不对称度小的反应的少。并且不对称度差别越大, 这个效应越明显。在 ^{112}A 组中, 缺中子核 ^{112}Sn 与 β 稳定核 ^{112}Cd 反应出射的质子能谱差别很小, 而 ^{132}A 组差别很明显。图 5.7 给出了 $100\text{ MeV } p + ^{112}\text{Sn}$ 反应中出射质子经历的碰撞数与 $p + ^{112}\text{Cd}$ 反应中出射质子经历的碰撞数的比值, 以及 $p + ^{132}\text{Sn}$ 反应中出射质子经历的碰撞数与 $p + ^{132}\text{Ba}$ 反应中出射质子经历的碰撞数的比值, 随碰撞参数变化的情况。在近心和半中心碰撞时, 这个比值约等于 1, 这意味着 ^{132}Ba 与

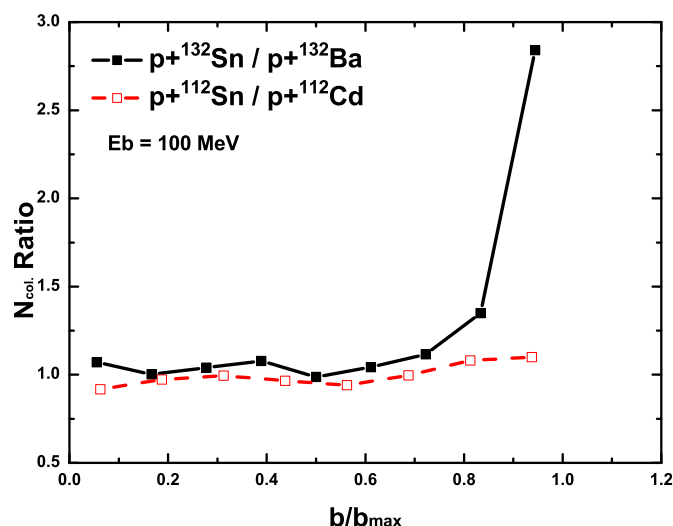


图 5.7 100 MeV 质子入射 ^{112}A 、 ^{132}A 反应中出射质子经历碰撞数之比随碰撞参数的变化。

^{132}Sn 在核芯部分的质子、中子分布是均匀的, 所以入射质子在两个核中经历的碰撞大致相近。而在擦边反应中, 这个比值明显增大, 入射质子在不对称度大的 ^{132}Sn 核中经历的碰撞比在 ^{132}Ba 核中经历的碰撞次数多, 可以很明显地看出 ^{132}Sn 核表面的中子数大于 ^{132}Ba 的中子数, 这似乎暗示着我们可以从反应截面来抽取一些丰中子核的中子皮的信息。但对 ^{112}Cd 与 ^{112}Sn , 比值稳定地接近 1, 因此这个效应并不如 ^{132}Ba 与 ^{132}Sn 的效应明显。由此可见, 丰中子核散裂反应的同位旋效应要比缺中子核的明显得多。

5.2.2 对称势的影响

随后, 我们采用不同形式的对称势计算了 100 MeV 质子入射以及 100 MeV 中子入射的反应, 来获取同位旋不对称的核态方程的信息。计算中选取的是 SkP 参数, 由完整的 Skryme 能量密度泛函得到一个很软的对称势, 其对称能部分的

不可压缩系数 $K_{sym} = -262.78 \text{ MeV}$ 。因此我们选取了另外两种硬的对称势：线性对称势, $U_{sym}^{lin} = \frac{C_s}{2}u$, 非线性对称势, $U_{sym}^{nonl} = \frac{C_s}{2}u^2$ 。另外还研究了无对称势的情况, $U_{sym}^{non} = 0$ 。这几种对称势的密度依赖如图 5.2 所示。

图 5.8 是采用不同对称势计算得到的 100 MeV 质子入射反应截面随体系质量的变化。图中还给出了没有对称势 (即 $U_{sym}^{non} = 0$) 时的结果。可以看到, 没有

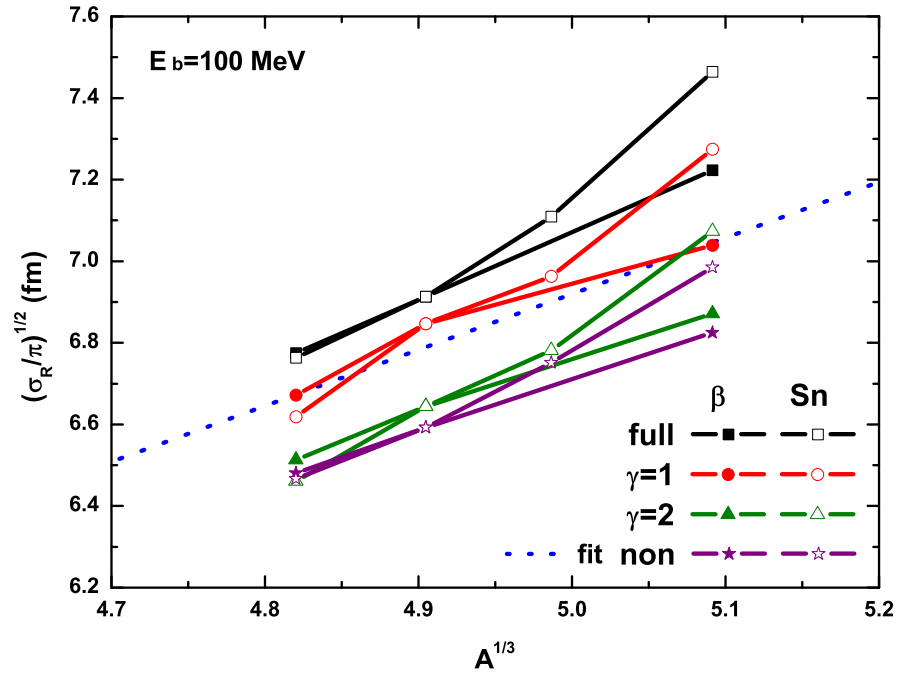


图 5.8 采用不同对称势得到的 100 MeV 质子入射反应截面随体系质量的变化。

对称势时 U_{sym}^{non} 计算得到的截面最低, 而软的对称势 U_{sym}^{full} 给出的截面最高。不同的对称势计算得到截面除了数值上存在差别外, $(\sigma_R/\pi)^{1/2}$ 对 $A^{1/3}$ 的依赖程度也有区别。表 5.1 给出了不同对称势下 $(\sigma_R/\pi)^{1/2}$ 随 $A^{1/3}$ 变化的斜率的比较。为简单起见, 我们只取 ^{112}A 与 ^{132}A 间的斜率。从结果可以看到, 软的对称势给出的 $(\sigma_R/\pi)^{1/2}$ 随 $A^{1/3}$ 变化的斜率比较大, 随着对称势逐渐变硬, 这个斜率有减小的趋势。

表 5.1 $(\sigma_R/\pi)^{1/2}$ 随 $A^{1/3}$ 变化的斜率

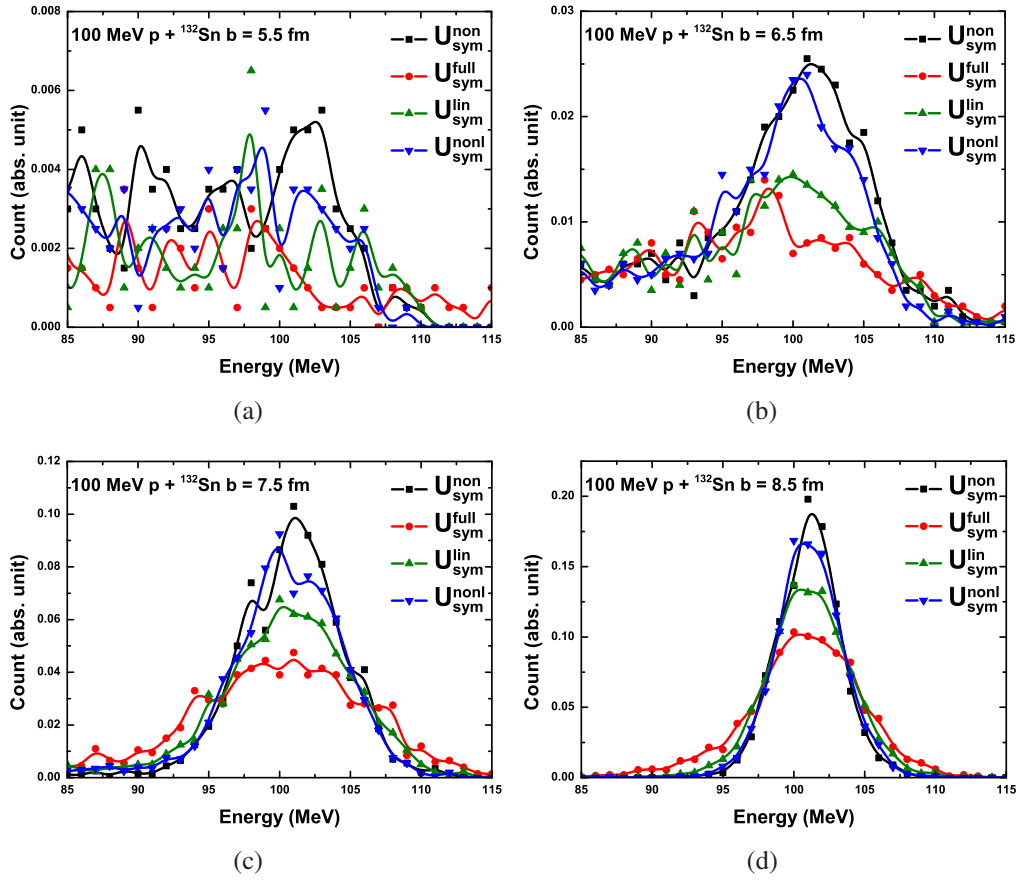
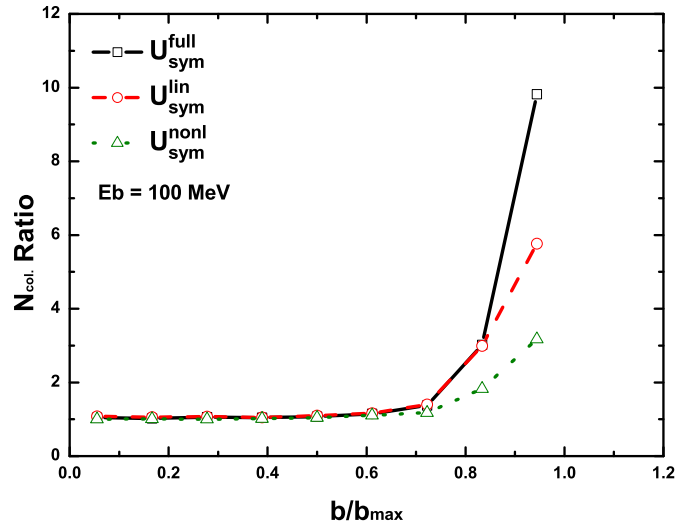
	U_{sym}^{full}	U_{sym}^{lin}	U_{sym}^{nonl}	U_{sym}^{non}
β	1.66	1.37	1.33	1.26
^{112}Sn	2.59	2.44	2.25	1.93

表 5.2 给出了 ImQMD 模型采用不同对称势得到的核在初始时刻以及自身演化到 100 fm/c 时间内的平均中子皮厚度。可以看到, 在初始时刻, 各种对称能给出的同一核素的中子皮厚度几乎是相等的。这是因为 ImQMD 对核进行初始化时是根据中子数与质子数来均匀分布的, 此时核子并没有在平均场中运动, 因此对称势对中子、质子没有起驱动作用。在随后的系统演化过程中, 中子、质子在对称势作用下运动, 中子在硬的对称势下感受到更强的排斥而往核表面运动, 形成更厚的中子皮。这与目前大多数研究给出的硬的对称势的密度依赖形式预言的中子皮厚度要比软的对称势的密度依赖形式预言的大这一结论是一致的^[7, 8]。虽然 ImQMD 模型给出的中子皮随时间演化的波动比较大, 但是还是能大致地反映出这一趋势的。另外可以看到, 我们给出的中子皮厚度落在各种微观理论给出的范围内^[9, 10]。 ^{132}Sn 的中子皮厚度明显地大于 ^{132}Ba 的中子皮厚度, 因此造成了同一能量下质子入射 ^{132}Sn 的反应截面高于入射 ^{132}Ba 的反应截面。

表 5.2 ImQMD 模型采用不同对称势计算得到的 ^{132}A 及 ^{112}A 中子皮厚度。

Time	Element	U_{sym}^{non}	U_{sym}^{full}	U_{sym}^{lin}	U_{sym}^{nonl}
0 fm/c	^{132}Sn	0.253	0.243	0.245	0.248
	^{132}Ba	0.231	0.227	0.227	0.230
100 fm/c	^{132}Sn	0.248	0.261	0.298	0.313
	^{132}Ba	0.176	0.182	0.208	0.216
0 fm/c	^{112}Sn	0.080	0.080	0.081	0.079
	^{112}Cd	0.190	0.195	0.200	0.192
100 fm/c	^{112}Sn	0.062	0.084	0.094	0.098
	^{112}Cd	0.167	0.172	0.180	0.198

硬的对称势给出的中子皮比软对称势给出的中子皮厚, 那么按照上一节 5.2.1 给出的中子皮越厚, 质子入射反应截面越大的结论, 硬对称势给出的反应截面应该比软对称势给出的结果要高才合理。但从图 5.8 来看, 却是软对称势给出的反应截面比硬对称势给出的结果要高。为弄清这个问题, 我们还是来研究一下在不同对称势下, 出射质子的能谱以及其经历的碰撞过程。图 5.9 是 100 MeV 质子入射 ^{132}Sn 采用不同对称势得到的出射质子的能谱。可以看到, 软对称势作用下, 出射能量在入射能量附近的质子数目比在硬对称势作用下的小。以采用 U_{sym}^{non} 对称势计算 100 MeV 质子入射 ^{132}Sn 得到的出射质子经历的碰撞数 N_{non} 为标准, 分析了采用不同对称势得到的出射质子经历碰撞数与 N_{non} 的比值, 得到的结果如图 5.10 所示。可以看到, 在擦边反应中的确是软的对称势下出射质子经历的碰撞比硬的对称势多, 因此增加了非弹碰撞的几率。出现这种情况, 我们

图 5.9 100 MeV 质子入射 ${}^{132}\text{Sn}$ 采用不同对称势得到的出射质子的能谱。图 5.10 采用不同对称势计算得到的 ${}^{132}\text{Sn}$ 反应中出射质子经历碰撞数之比随碰撞参数的变化

认为是由于入射质子在不同对称势下的运动不一样造成的。要弄清楚这个问题，如果对每个入射质子的运动进行跟踪比较费事。这里我们采用一个简单的办法，即通过出射质子的角分布来进行分析。图 5.11 是非常擦边的质子入射反应的一个示意图。如果入射质子没有经历碰撞，并且不受平均场的影响，则在反应末态下其运动到 **A** 点，由几何关系我们很容易求出角度 θ 的值；而在平均场的吸引作用下，入射质子的运动轨迹会发生偏转，在反应末态运动到 **B** 点，偏转角 θ' 可以根据质子动量求出。最大偏转角越大，则说明质子受到平均场的吸引越强。我们知道，靶核平均场对入射核子起着吸引作用，而对称势的作用是对中子进行排斥，对质子则进行吸引。所以，对称势的加入，会增强平均场对质子的吸引作用，对称势越强，则对入射质子的吸引越强烈。

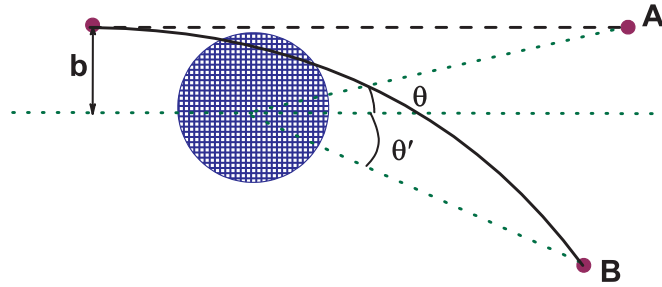


图 5.11 质子入射擦边反应示意图

图 5.12、5.13 分别是采用不同对称势计算当 $b = 7.5$ 、 8.5 fm 时 100 MeV 质子入射 ^{132}Sn 反应中出射质子的角分布。可以看到，在大碰撞参数下，大多数的入射质子没有经过碰撞，集中在比较狭窄的朝前角内出射。经历了碰撞的质子则向空间各个角度散射。如果没有发生碰撞以及不受平均场影响，入射质子的出射角在当 $b = 7.5$ 、 8.5 fm 时 $\theta \sim 6 - 7^\circ$ 。而我们看到，当 $b = 8.5$ fm 时， U_{sym}^{non} 、 U_{sym}^{nonl} 的情况下，出射质子的角分布以 -9° 为中心，最大的偏转角度约为 -15° ；而 U_{sym}^{lin} 、 U_{sym}^{full} 的情况下，出射质子的角分布中心明显偏离了 7° ，最大的偏转角度达到了 -25° 。说明这时入射的质子受到了比较强烈的吸引。 $b = 7.5$ fm 时得到的规律与 $b = 8.5$ fm 时的相似，只是由于更接近靶核，因此受到更强烈的平均场作用而偏转的角度更大。从图 5.2 可以看到，在饱和密度以下，对称势由强到弱的顺序是： $U_{sym}^{full} > U_{sym}^{lin} > U_{sym}^{nonl}$ 。正是因为软对称势增强了靶核平均场对入射质子的吸引，入射质子比在硬对称势下更容易接近靶核而与靶核发生碰撞，所以形成更高的反应截面。这可以从经历了碰撞的出射质子角分布 (图 5.12(b)、5.13(b)) 中看出，软对称势作用下，经历碰撞的质子要比硬对称势作用下的多。

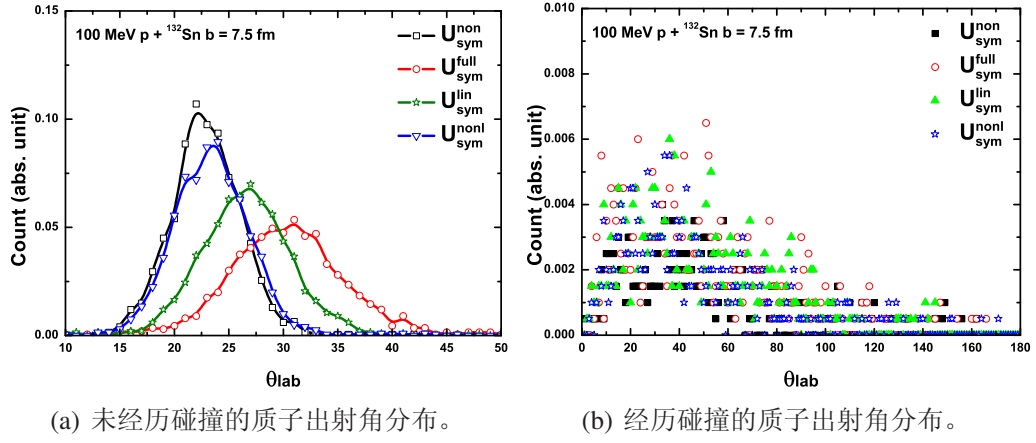


图 5.12 不同对称势计算当 $b = 7.5$ fm 时 100 MeV 质子入射 ^{132}Sn 反应中出射质子的角分布。

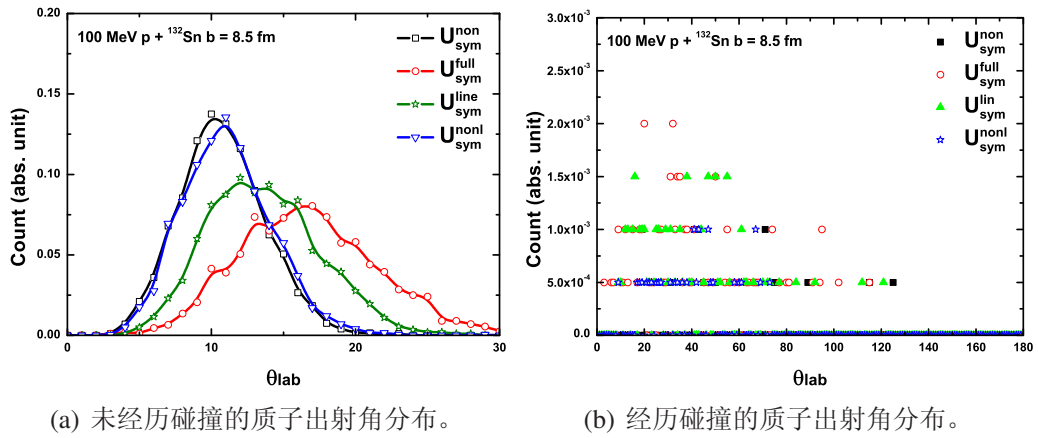


图 5.13 不同对称势计算当 $b = 8.5$ fm 时 100 MeV 质子入射 ^{132}Sn 反应中出射质子的角分布。

另外, 我们还研究了 100 MeV 中子与 β 稳定核以及 Sn 同位素的反应截面。得到的结果如图 5.14 所示, 其中线性对称势 (U_{sym}^{lin}) 与非线性对称势 (U_{sym}^{nonl}) 的结果分别向右平移了 0.1 和 0.2 个单位。可以看到, 与质子入射相反, 中子入射丰

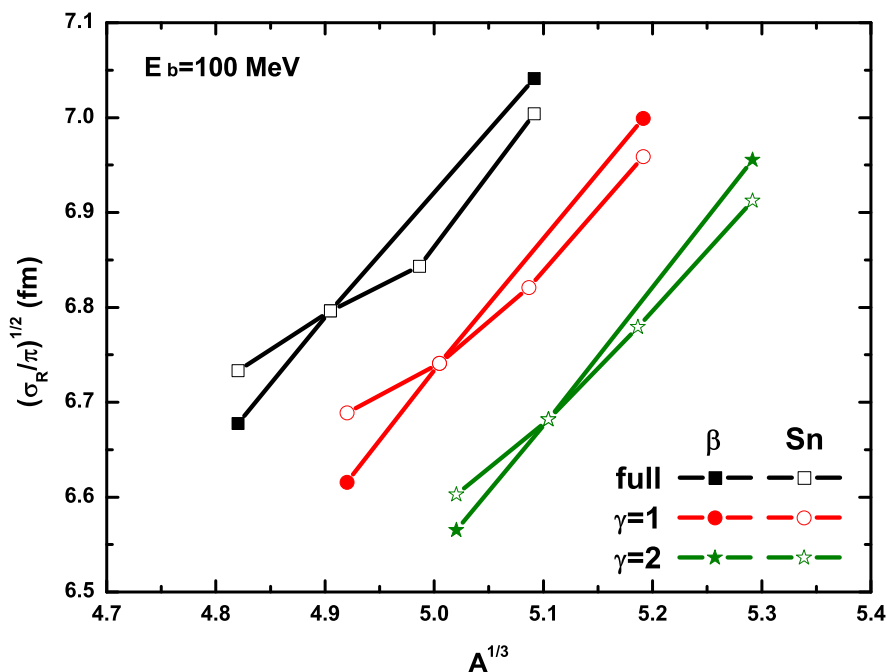


图 5.14 采用不同对称势得到的 100 MeV 中子入射反应截面随体系质量的变化, 其中线性对称势 (U_{sym}^{lin}) 与非线性对称势 (U_{sym}^{nonl}) 的结果分别向右平移了 0.1 和 0.2 个单位。

中子靶核的反应截面比入射不丰中子靶核的反应截面要低, 这同样可以用 nn 截面比 np 截面低来解释。丰中子核的中子成分比非丰中子核大, 自然入射中子发生碰撞的几率要比不丰中子核低。并且对于中子入射, 同样给出了对称势越硬, 反应截面越小的规律。这是因为对称势对中子起着排斥的作用, 会减弱靶核平均场对入射中子的吸引, 因此并不会增加擦边入射的中子与靶核发生碰撞的几率, 此时擦边入射的反应截面更大程度上取决于靶核表面的中子质子成分, 即中子皮厚度。而对称势越硬, 核的中子皮越厚, 因而使得反应截面越低。图 5.15 给出的是采用不同对称势计算 $b = 8.5$ fm 下 100 MeV 中子入射 ^{132}Sn 反应中出射中子的角分布。 U_{sym}^{full} 给出了最强烈的排斥, 所以使得出射中子偏转的角度明显小于其他对称势下的偏转角度。

因此可以看出, 虽然不同对称势下质子、中子入射核反应的反应截面有着一些类似的规律, 但是它们的反应动力学过程并不是完全一样的。有必要进行更进一步的研究。

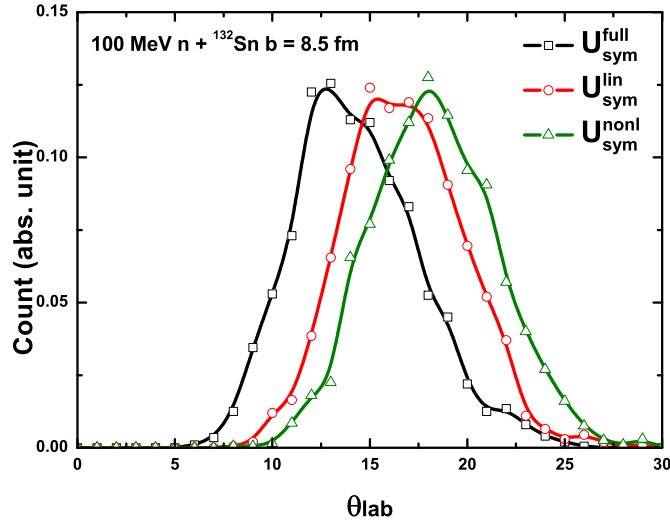


图 5.15 不同对称势计算当 $b = 8.5$ fm 时 100 MeV 中子入射 ^{132}Sn 反应中出射中子的角分布。

从前面的讨论可以看出, $p(n) + A$ 反应截面与中子皮有一定的关系。下面我们尝试着利用反应截面做进一步的研究。我们特意人为地增大 Sn 同位素的中子皮厚度, 期望能看到中子皮厚度的变化对反应截面的影响。表 5.3 给出了我们加大中子皮厚度以后 ImQMD 模型采用不同对称势得到的核在初始时刻以及自身演化到 100 fm/c 时间内的平均中子皮厚度。比较表 5.2 与 5.3, 可以看出 Sn 同位素的中子皮厚度明显地增大了。

表 5.3 增加中子皮厚度后 ImQMD 模型采用不同对称势计算得到的 ^{132}Ba 及 ^{132}Sn 中子皮厚度。

Time	Element	U_{sym}^{non}	U_{sym}^{full}	U_{sym}^{lin}	U_{sym}^{nonl}
0 fm/c	^{132}Sn	0.51	0.55	0.55	0.54
	^{132}Ba	0.24	0.23	0.24	0.23
100 fm/c	^{132}Sn	0.47	0.42	0.43	0.49
	^{132}Ba	0.19	0.18	0.23	0.22

随后我们同样采用不同对称势的密度依赖形式重复了前面的计算。图 5.16 是采用不同对称势计算得到的 100 MeV 质子入射反应截面随体系质量的变化。图 5.17 是采用不同对称势计算得到的 300 MeV 质子入射反应截面随体系质量的变化。图 5.18 是采用不同对称势计算得到的 100 MeV 中子入射反应截面随体系质量的变化。可以看到, 改变中子皮厚度以后得到的结果与改变中子皮厚度前的结果类似。

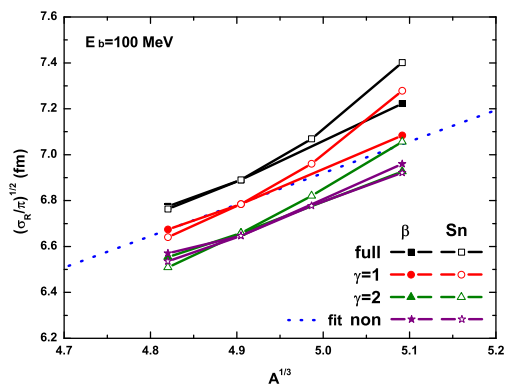


图 5.16 增加中子皮厚度后采用不同对称势得到的 100 MeV 质子入射反应截面随体系质量的变化。

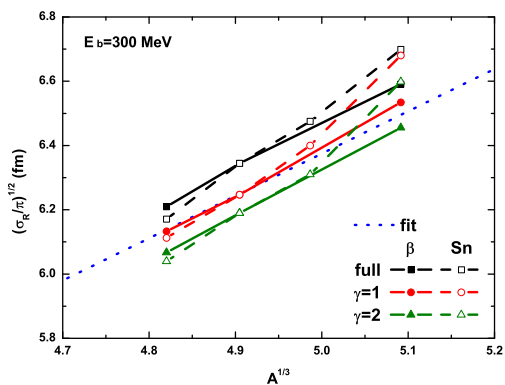


图 5.17 增加中子皮厚度后采用不同对称势得到的 300 MeV 质子入射反应截面随体系质量的变化。

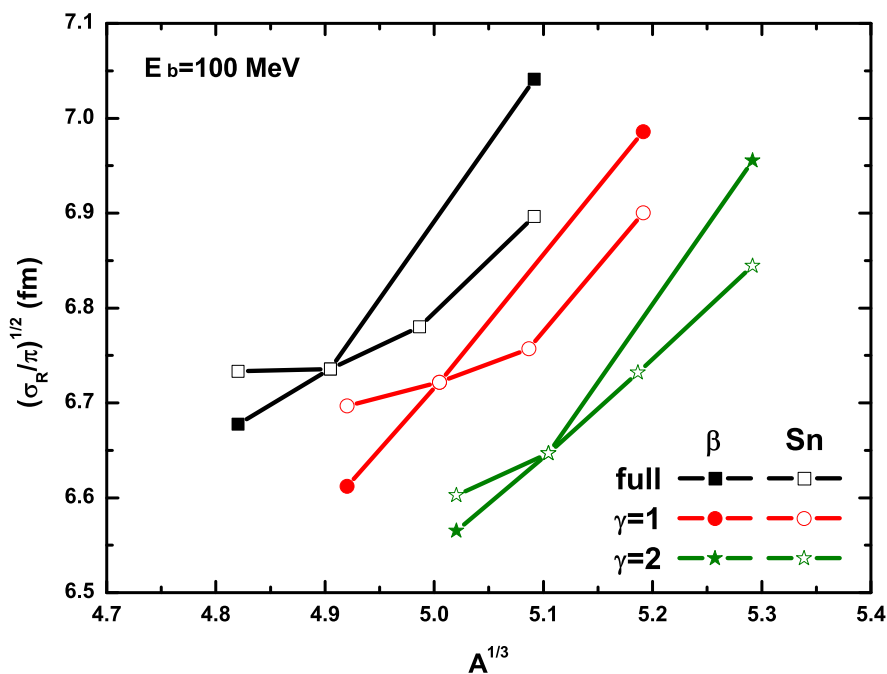


图 5.18 增加中子皮厚度后采用不同对称势得到的 100 MeV 中子入射反应截面随体系质量的变化，其中线性对称势 (U_{sym}^{lin}) 与非线性对称势 (U_{sym}^{nonl}) 的结果分别向右平移了 0.1 和 0.2 个单位。

同样我们可以给出不同对称势下 $p + A$ 反应 $(\sigma_R/\pi)^{1/2}$ 随 $A^{1/3}$ 变化的斜率的比较, 如表 5.4 所示。从结果可以看到, 同样给出了: 软的对称势给出的 $(\sigma_R/\pi)^{1/2}$ 随 $A^{1/3}$ 变化的斜率比较大, 随着对称势逐渐变硬, 这个斜率有减小的趋势。采用 U_{sym}^{full} 计算 300 MeV 质子入射的情况似乎不符合这个规律, 可能是因为模拟事件不够导致的统计误差过大。为更好地进行比较, 我们将两种中子皮厚度下的结果在同一张图中显示, 如图 5.19 所示。而图 5.20 则是不同中子皮厚度下 $n + A$ 的结果的比较。可以看到, 虽然 $p(n) + A$ 的反应截面都会受到中子皮厚度的影响, 但是 $p + A$ 的反应截面受到的影响比较弱, 而 $n + A$ 的反应截面对中子皮厚度则比较敏感。其原因就是擦边入射的质子的运动状态受到平均场吸引作用更明显, 而擦边入射中子则在对称势的排斥作用下更有利于保持其“擦边”的运动状态, 能更好地感受到中子皮的变化。因此, $n +$ 丰中子靶反应截面的大小对于丰中子核的中子皮厚度显示出明显的依赖。

表 5.4 中子皮较厚时 $p + A$ 反应 $(\sigma_R/\pi)^{1/2}$ 随 $A^{1/3}$ 变化的斜率。

Energy	Reaction	U_{sym}^{full}	U_{sym}^{lin}	U_{sym}^{nonl}	U_{sym}^{non}
100 MeV	β	1.68	1.51	1.44	1.44
	$_{Iso}\text{Sn}$	2.37	2.33	2.04	1.40
300 MeV	β	1.44	1.48	1.44	
	$_{Iso}\text{Sn}$	1.96	2.11	2.03	

5.3 本章小结

采用改进的量子分子动力学模型, 我们选取入射能量在 100 - 300 MeV 的核子入射核质量在 112 - 132 范围内的 Sn 同位素以及与其对应的 β 稳定线上的同量异位素的反应, 以反应截面为观测量研究了反应过程中的同位旋效应。研究表明:

1. 采用自由的 NN 散射截面计算得到的反应截面虽然在数值上高于实验值, 但能够正确地反映出反应截面随着入射能量增高而降低、随着反应体系质量增大而升高的趋势。

2. 计算得到的质子入射 β 稳定核的反应截面 $((\sigma_R/\pi)^{1/2})$ 与体系质量 ($A^{1/3}$) 变化的斜率关系与根据实验数据抽取到的系统化的 Carlson 半经验公式相符。而质子入射 $^{112-132}\text{Sn}$ 同位素的结果明显偏离 Carlson 半经验公式, 表现出了明显的同位旋效应。其原因是由于随着 Sn 同位素中子数的增加而形成中子皮, 导致入

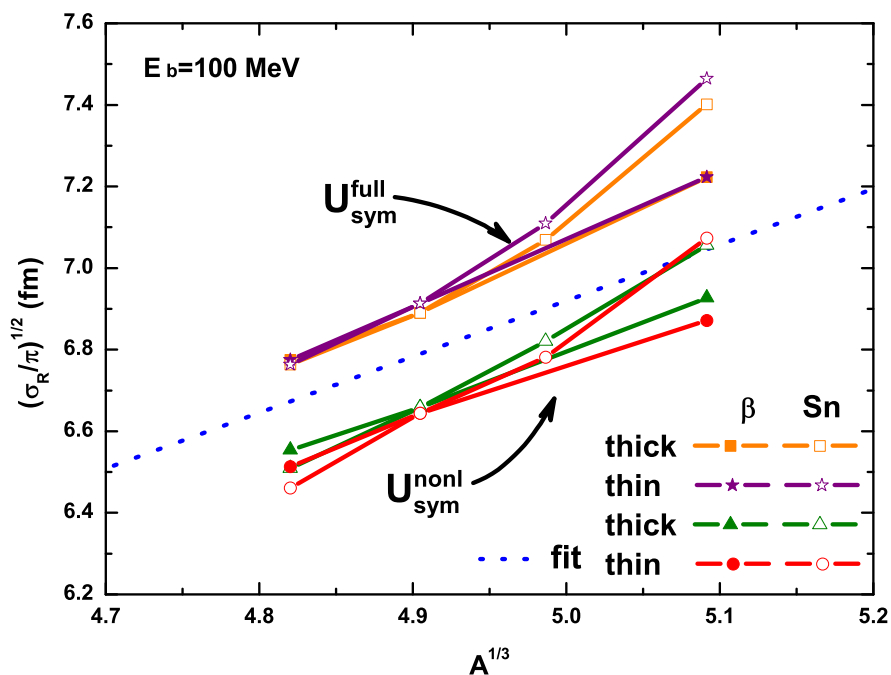


图 5.19 不同中子皮厚度下得到的 100 MeV 质子入射反应截面随体系质量的变化规律的比较。其中 thick 和 thin 分别表示靶核中子皮较厚时和中子皮较薄时的结果。

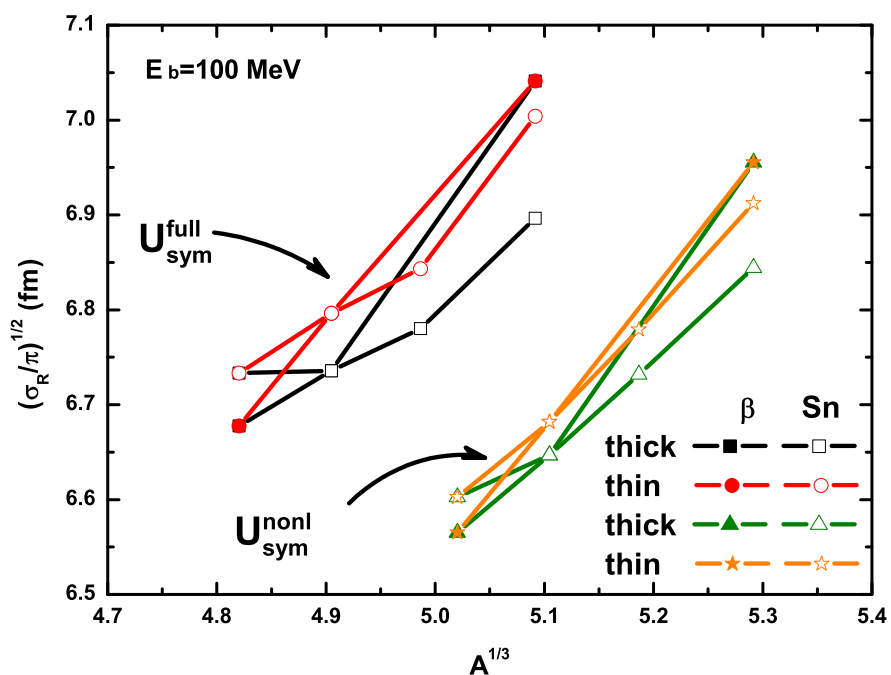


图 5.20 不同中子皮厚度下得到的 100 MeV 中子入射反应截面随体系质量的变化规律的比较。其中 thick 和 thin 分别表示靶核中子皮较厚时和中子皮较薄时的结果。

射的质子碰撞几率增大而造成的。

3. 核子入射反应截面与对称势的密度依赖形式相关。对称势从两个方面影响反应截面：I. 不同的对称势的密度依赖形式决定了靶核不同的中子皮厚度，由 NN 散射截面的同位旋依赖而导致反应截面的差异。II. 对称势对入射核子运动状态的影响。对于质子入射，对称势使得平均场对质子的吸引增强而碰撞几率增大，因此越软的对称势给出的反应截面越高，中子皮的效应被掩盖；对于中子入射，对称势使得平均场对中子的吸引减弱，此时不同对称势密度依赖形式给出的反应截面的差别主要取决于其给出靶核中子皮厚度的大小。

4. 对称势在对中子皮的影响和对入射质子运动状态的影响上的相互抵消效应减弱了 $p + A$ 反应截面对体系质量的依赖斜率 $((\sigma_R/\pi)^{1/2} \sim A^{1/3})$ 对对称势的依赖；但是擦边反应中出射质子角分布对对称势的密度依赖形式显示出明显的依赖。

5. 相对于 $p + A$ 反应， $n + A$ 擦边反应中的入射中子更好地保持了“擦边”运动状态，更容易探测到中子皮厚度的变化， $n + A$ 反应截面是一个研究中子皮厚度的很好的观测量。

这一部分工作只是一个初步的探讨，进一步的研究尚在进行中。如需要进一步考虑介质效应对 NN 散射截面的修正的依赖，以及减小擦边反应碰撞参数间隔、增加擦边反应模拟事件以获得更精确的中子皮信息。

第六章 总结与展望

6.1 总结

I. 相对重离子反应，中能质子入射引起的散裂反应具有温度比较低，密度变化范围明确，反应过程中碰撞比较少，反应过程相对简单等特点，并且由于散裂反应在各领域的广泛应用，已经积累了丰富的核数据，所以我们尝试用散裂反应来抽取基态的 EoS 的信息。并且散裂反应在天体物理、材料科学、生物学、外科医疗、空间工程、能源等领域的广泛应用需要大量的中子双微分截面数据。这些核数据不可能完全由实验提供，因此需要理论计算进行预言。所以我们对散裂反应的研究具有实际应用与理论研究两方面的意义。我们采用 ImQMD + SDM 模型对能量在 GeV 以下的质子入射 ^{16}O 、 ^{27}Al 、 ^{56}Fe 、 ^{112}Cd 、 ^{184}W 、 ^{208}Pb 等靶核引起的散裂反应进行了研究。给出了出射质子、中子双微分截面，碎片质量、电荷分布等工程应用所关心的核数据。并对散裂反应的动力学过程进行了深入的分析，重点讨论了核态方程对散裂反应出射中子双微分截面的影响。

1. 当质子入射能量较高时，核态方程对出射中子双微分截面影响不大，随着入射能量的降低，核态方程会明显地影响出射中子的双微分截面。在我们所采用的 SkP、SkM*、SLy7、SkT6、SIII 这几套 Skyrme 参数中，提供较软的核态方程的 SkP 参数给出的出射中子双微分截面与实验符合得最好。

2. 计算得到的高能朝前出射中子双微分截面与实验符合得很好，而朝后出射的中子双微分截面与实验仍有些偏离。这是由于目前 ImQMD 模型没有考虑 NN 散射截面的介质修正造成的。朝前出射的高能中子来源于擦边反应，此时碰撞区域密度很低，NN 散射截面与在自由空间内的 NN 散射截面差别不大；而朝后出射的中子则包含了从中心碰撞到擦边碰撞全部过程的贡献，此时介质对 NN 散射截面的修正已经不可忽视。

3. 朝前出射的高能中子受到有效相互作用的影响很小，而朝后出射的中子明显地受到有效相互作用的影响。在不同平均场下，朝前出射的高能中子经历的碰撞次数基本相同，而朝后出射的中子经历的碰撞次数存在很大的差别。朝后出射中子的动力学过程要比朝前出射复杂。

采用 ImQMD 结合 SDM 模型计算得到的中高能质子入射引起的散裂反应出射中子双微分截面结果比以往的结果要好。并且由于我们的模型当中没有可调

的参数,只要选定了能够系统地、准确地描述散裂反应数据的 Skyrme 参数,我们就可以对未知反应做出可靠的预言。这对于散裂反应的应用是非常有实际意义的。

II. 当前微观输运理论模型对碰撞项的处理大多采用的是自由的 NN 散射截面,这必然会削弱模型对实验现象描述以及理论预言的可靠性。因此通过理论和实验相结合来研究 NN 散射截面的介质修正成为当前核物理研究的一个热点。我们在 ImQMD 模型中采用 G. Q. Li、C. Fuchs、M. Kohno 和 Q. F. Li 等人基于不同微观多体理论给出同位旋相关的、密度和能量依赖的 5 种 NN 散射截面计算了 80 - 200 MeV 质子入射 ^{12}C 、 ^{27}Al 、 ^{40}Ca 以及 ^{90}Zr 靶核的反应截面的激发函数,来研究 NN 散射截面的介质修正效应。研究表明:

1. 质子入射不同靶核的反应截面非常灵敏地依赖于 NN 散射截面,可以用来获取介质中 NN 散射截面的信息。

2. 通过研究发生 NN 碰撞区域的密度分布,我们发现:在 $\rho < 0.5\rho_0$ 时,5 种介质中的 NN 散射截面给出了一个合理的介质压低效应范围,而在 $0.5\rho_0 < \rho < 1.0\rho_0$ 时,真实的介质压低效应要比这 5 种理论预言的结果要更强。

III. 随着一大批放射性束流装置的建成投用,远离 β 稳定线核素所表现出的奇特性质越来越受到人们的关注。同位旋效应是近几年核物理学领域升温最快的课题之一。我们选取了 $^{112-132}\text{Sn}$ 同位素及其对应的 β 稳定线上的同量异位素做为靶核,对核子入射反应过程中的同位旋效应进行了初步的研究。结果表明:

1. 计算得到的质子入射 β 稳定核的反应截面 $((\sigma_R/\pi)^{1/2})$ 与体系质量 $(A^{1/3})$ 变化的斜率关系与实验上抽取到的半经验公式相符。而质子入射 Sn 同位素的反应截面随体系质量变化的斜率明显地高于半经验公式,表现出了强烈的同位旋效应。因此,系统地测量质子在 Sn 同位素上的反应截面将提供一个新的研究非对称核物质核态方程的有效观测测量。

2. 核子入射反应截面与对称势的密度依赖形式相关。对称势从两个方面影响反应截面:1). 不同的对称势的密度依赖形式决定了靶核不同的中子皮厚度,因为 NN 散射截面的同位旋依赖而导致反应截面的差异。2). 对称势对入射核子运动状态的影响。对于质子入射,对称势使得平均场对质子的吸引增强而碰撞几率增大,因此越软的对称势给出的反应截面越高,中子皮的效应被掩盖;对于中

子入射，对称势使得平均场对中子的吸引减弱，此时不同对称势密度依赖形式给出的反应截面的差别主要取决于其给出靶核中子皮厚度的大小。

3. $p + A$ 反应截面对体系质量的依赖斜率 $((\sigma_R/\pi)^{1/2} \sim A^{1/3})$ 对对称势的密度依赖形式的依赖不很强；但是擦边反应中出射质子角分布对对称势的密度依赖形式比较敏感。相对于 $p + A$ 反应， $n + A$ 反应截面对中子皮的变化更敏感，是一个研究中子皮厚度的很好的观测量。

6.2 展望

1. 散裂反应的实际应用：我国大型散裂中子源 (CSNS) 大科学工程已经进入预制研究阶段，工程建设也即将启动。因此急需理论研究的配合。我们的 ImQMD + SDM 模型的可靠的预言能力非常有益于散裂中子源装置、ADS 的设计工作。CSNS 设计质子束流能量达 1.6 GeV，我们目前的 ImQMD 模型还无法很好地描述这个能量下的反应，如我们没有考虑 π 介子与核子、 Δ 的反应道等。下面的工作将在 ImQMD 模型中引入介子-核子共振态自由度。另外，对于碰撞项应该进一步考虑介质修正对 NN 散射截面、微分截面的影响，以期能对实验进行更精确地描述，提高理论预言的可靠性。

2. 两体散射截面介质修正的研究：如何合理的引入能量、密度依赖的介质中的 NN 散射截面，是目前核物理研究中的一个热点。利用质子入射反应虽然能更准确地提供零温条件下两体散射截面介质修正信息，但缺点是不能够给我们更多高密条件下的信息，而且可观测量也相对较少。因此，我们有必要利用重离子反应来寻找更多的对两体散射截面敏感的可观测量，多方面、多角度的对两体散射截面介质修正进行研究。

3. 对称能的研究：对于体对称势在低密时的密度依赖形式已经基本排除了超硬和超软两种极端的密度依赖形式。核子入射反应有明确的密度范围 ($\rho/\rho_0 \leq 1$)，所以非常适合用来研究低密的对称能。听说瑞典 Uppsala 大学 Sigma-R 小组计划进行质子入射 Sn 同位素反应截面的测量来抽取对称势的信息，我们的理论研究能为此提供有用的信息。我们的研究发现反应截面 (特别是丰中子核的反应截面) 与对称势密度依赖形式的选取有关。如何排除两体散射截面不确定性带来的影响，是我们下一步工作需要考虑的问题。

附录 A 统计衰变模型

统计衰变模型用 Monte Carlo 方法模拟激发态原子核的持续蒸发、裂变以及 γ 发射的衰变过程，直到剩余核不能再发生衰变为止。

轻粒子的蒸发宽度：激发能为 E_1 、角动量为 J_1 的粒子通过发射动能为 ε 的粒子 $3(E_3, J_3)$ 成为粒子 $2(E_2, J_2)$ 的蒸发宽度为：

$$\Gamma_x dE_2 dE_3 = \frac{\rho_2(E_2, J_2) \rho_3(E_3, J_3)}{2\pi \rho_1(E_1, J_1)} \sum_{J_{23}=|J_2-J_3|}^{J_2+J_3} \sum_{L=|J_1-J_{23}|}^{J_1+J_{23}} T_l(\varepsilon) dE_2 dE_3, \quad (\text{A.1})$$

$$\varepsilon = E_1 - E_2 - E_3 - Q, \quad (\text{A.2})$$

其中 l 为轨道角动量， T_l 是融合反应 $2 + 3 \rightarrow 1$ 的穿透系数。

$$T_l(\varepsilon) = \begin{cases} 0 & \text{for } \varepsilon < E_{Coul} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2}, \\ 1 & \text{for } \varepsilon \geq E_{Coul} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2}, \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

E_{Coul} 是库仑能，吸收截面 R 与约化质量 μ 分别为：

$$R = r_0(A_2^{1/3} + A_3^{1/3}) \quad r_0 = 1.2 \text{ fm}, \quad (\text{A.4})$$

$$\mu = \frac{m_2 m_3}{m_2 + m_3}. \quad (\text{A.5})$$

γ 粒子的衰变宽度为

$$\Gamma_\gamma dE_\gamma = \frac{\rho_1(E_2, L_2)}{2\pi \rho_1(E_1, J_1)} \sum_{L=|J_1-J_2|}^{J_1+J_2} T_l(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (\text{A.6})$$

其中 $T_l(E_\gamma)$ 是单粒子穿透的能量依赖强度。

SDM 模型中裂变宽度如果激发态母核 (Z_1, A_1) 的激发能足以放出一个中子，则存在裂变的可能性。母核能级密度 $a = A/8$ ，发射中子后、裂变后的余核的

能级密度分别为： $a_n = (A - 1)/8$ 、 $a_f = (1.1 \times 10^{-7} E_1^2 - 2.12 \times 10^{-4} E_1 + 1.112)a$ ，而余核激发能分别为： $E_n = E_1 - Q_n$ 、 $E_f = E_1 - B_f$ ， Q_n 是放出中子的反应 Q 值， B_f 是裂变位垒。裂变宽度可以由如下公式计算

$$\Gamma_f = \frac{12.2a(2\sqrt{a_f E_f})}{4A^{2/3}a_f E_n} \exp\left(2\sqrt{a_f E_f} - 2\sqrt{a_n E_n}\right) \Gamma_n, \quad (\text{A.7})$$

其中 Γ_n 是中子的蒸发宽度。

$\rho_i(i = 1, 2, 3)$ 是各粒子的能级密度，可由 Fermi 气体模型给出

$$\rho(U, J) = (2J + 1) \left[\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \right]^{3/2} \frac{\sqrt{a} \exp(2\sqrt{aU})}{12 U^2}, \quad (\text{A.8})$$

其中能级密度参数 $a = \frac{A}{8} \text{ MeV}^{-1}$ ， $\mathcal{J}$ 、 U 分别为转动惯量、等效激发能。

$$\mathcal{J} = \frac{2}{5} m r_0^2 A^{5/3}, \quad (\text{A.9})$$

$$U = E_1 - E_{rot}(J) - \delta, \quad (\text{A.10})$$

E_{rot} 、 δ 分别为粒子转动能及壳效应、对效应修正项。

$$E_{rot} = \frac{J(J + 1)\hbar^2}{2\mathcal{J}} \quad (\text{A.11})$$

粒子温度 T 由下式得到

$$aT_x^2 = U. \quad (\text{A.12})$$

如果不考虑角动量，则能级密度可以采用如下简单的形式

$$\rho(E) = w_0 \exp(2\sqrt{aE_1}), \quad (\text{A.13})$$

w_0 是一个常数。

图 A.1 是统计衰变模型程序的基本流程。

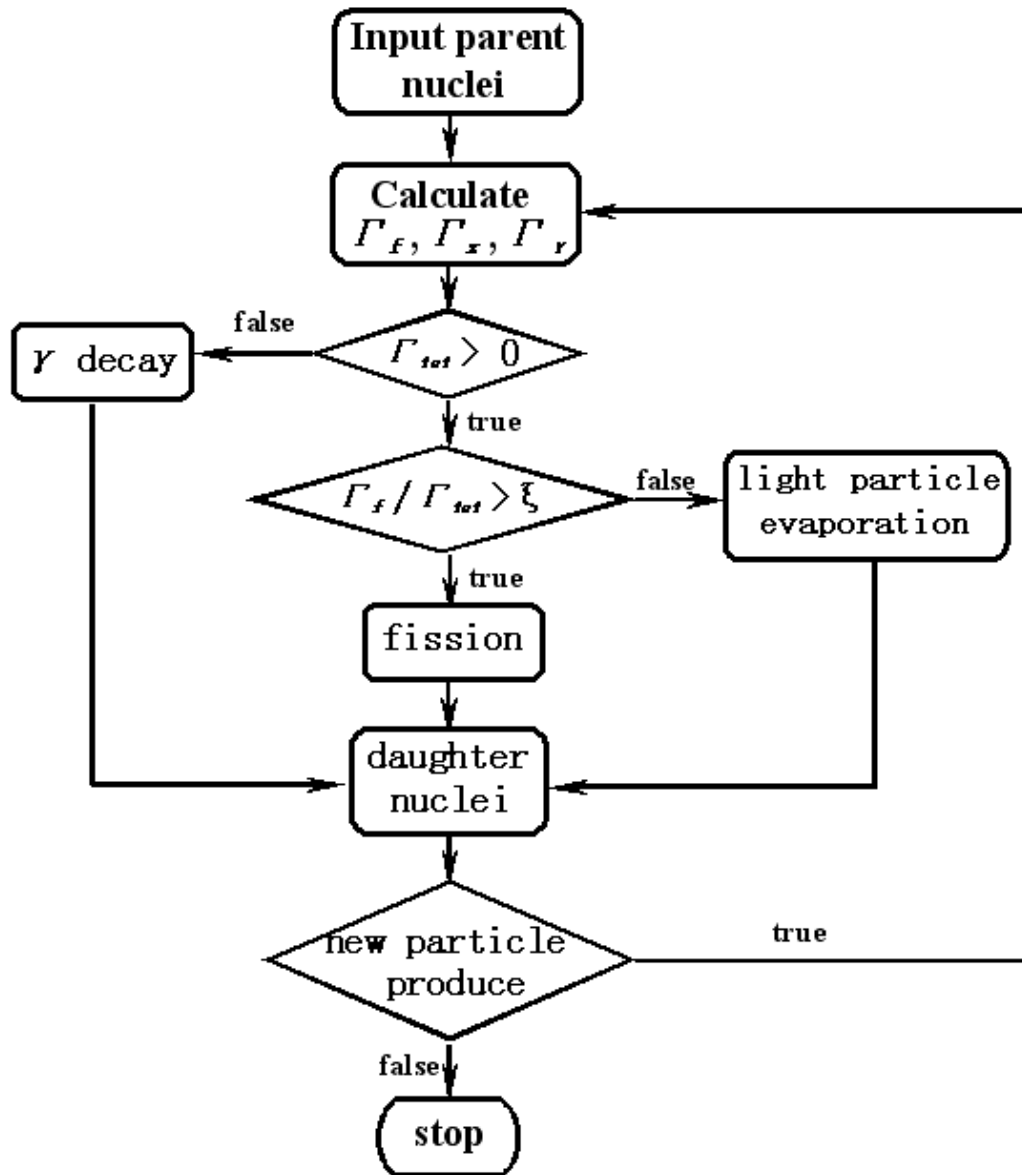


图 A.1 统计衰变模型程序流程图

附录 B 反应截面实验测量

自从上世纪 50 年代以来,人们用各种方法对反应截面进行了测量。由于 Coulomb 作用的长程性,使得朝前方向的弹性散射粒子与未参与反应而直接透射的粒子在测量中无法严格的区分开来。因此反应截面的测量主要的困难就在于如何从真实的反应事件中扣除束流本底带来的虚反应事件。正因为如此,目前反应截面的实验数据并不多,并且一些数据之间还存在严重的分歧。文献 [?] 对各种不同的测量反应截面的实验方法做了回顾。我们在这里对瑞典 Uppsala 大学 Sigma-R 小组所采用的传输法 (Transmission Method) 做个简单介绍。

传输法由通过测量入射粒子数 I_0 、透射粒子 I_{un} 及弹性散射粒子 I_{el} 数来确定反应截面。

$$\sigma_R = \frac{1}{nx} \frac{I_0 - I_{un} - I_{el}}{I_0} \quad (\text{B.1})$$

其中 nx 是单位面积内的靶核数。因为弹性散射微分截面随角度增大而呈指数衰减,出射到某个足够大的角度外的粒子可以被认为是发生了非弹反应。所以要得到弹性事件数只要对一个特定角度内的出射粒子进行探测就足以得到相当的精度了。合理地选取测量的最大角度可以减小误差并通过一定的方法对测量结果进行修正。对于透射粒子直接测量存在很大困难,因为探测器无法识别探测到的粒子的能量损失到底是与靶还是与探测器本身反应的结果。如果用 Target-in & Target-out 测量方法来得到反应事件数需要很长的束流时间来保证精度,而且对本底很敏感。因此实验上用了—个比较巧妙的方法来解决这个问题。因为多于 98% 的透射粒子集中在—个非常狭窄的朝前锥内,而反应产物及非弹粒子大致是各向同性分布的。—个 10° 的朝前锥仅仅占总立体角的不到 1%,因此落在朝前锥内的反应事件数是非常少的。所以传输法采用忽略朝前锥内的粒子,通过探测锥外粒子来确定反应截面。对于丢失了的出射到锥内的弹性散射粒子,可以通过对全立体角积分外推的方法进行修正。通过这个方法,虚反应事件数尽可能地减少,所以测量结果的统计精度得到了很大提高。图 B.1 是实验探测器的示意图。通过 3 个塑胶闪烁体的逻辑组合将 $5^\circ - 28^\circ$ 朝前锥分为 5 个区域来探测出射的粒子。相对全角度的能谱,按角度分立的能谱具有清晰的弹性峰边界,有利于弹性事件的鉴别,使得提高数据分析精度大大提高。闪烁体后的是 CsI 能量探测器,用于测量出射粒子的能量。图 B.2 是—个典型的质子束流能量 80 MeV

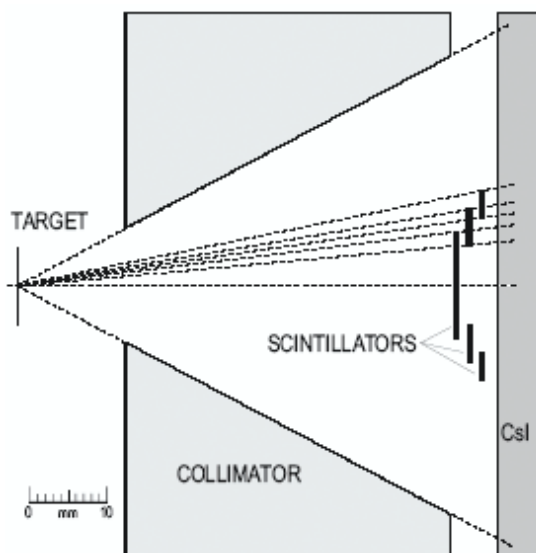


图 B.1 Sigma-R 实验探测器

下测量到的 5 个立体角区域内的能谱。左图是 Target-in (^{208}Pb) 的结果，右图是 Target-out 的结果。可以看到，除了 Region 1 外，测量到的本底都非常低。通过能谱分析来鉴别反应事件的类型，出射质子能量在弹性峰内的事件认为是弹性事件或者是透射事件，否则为非弹事件，最终得到反应截面。对结果的修正不再详细介绍，可以参考文献 [?]。

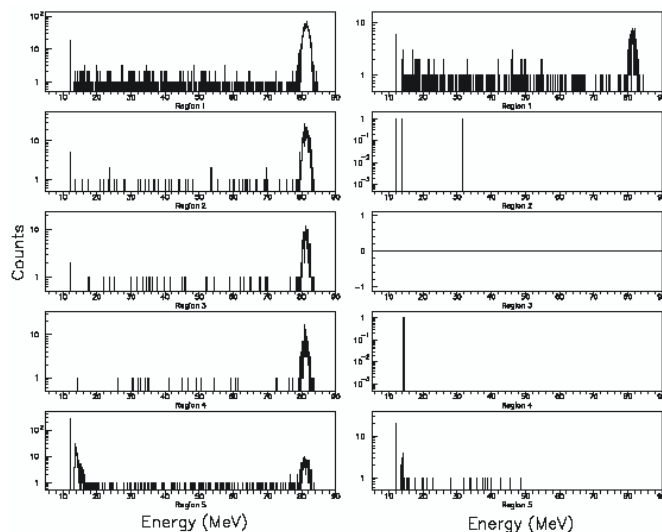


图 B.2 质子束流能量 80 MeV 下测量到的 5 个立体角区域内的能谱。左图是 Target-in (^{208}Pb) 的结果，右图是 Target-out 的结果。

在学期间发表及完成的论文

- [1] Li Ou, Yingxun Zhang, Junlong Tian, Zhuxia Li *Analysis of intermediate energy proton-induced spallation reactions by an improved quantum molecular dynamics plus statistical decay model*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34**: 827 (2007)
- [2] Ou Li, Zhang Yingxun, Li Zhuxia *Mechanism of proton-induced reactions on targets ^{16}O , ^{27}Al , ^{56}Fe , ^{112}Cd , ^{184}W and ^{208}Pb at $E_p = 800\text{ MeV}$* , Chin. Phys. Lett. **24**: 72 (2007)
- [3] 吴锡真, 田俊龙, 李祝霞, 王宁, 赵凯, 张英逊, 欧立 关于重核强阻尼反应的研究, 原子核物理评论 **23**: 406 (2006)
- [4] 吴锡真, 李祝霞, 王宁, 田俊龙, 赵凯, 张英逊, 欧立, 刘敏 重离子碰撞复合体系碎化产生超重核的可能性的探讨, 原子核物理评论 **22**: 329 (2005)
- [5] 欧立, 刘敏, 李祝霞, 柳继锋 热核的热稳定曲线, 高能物理与核物理 **28**: 1160 (2004)
- [6] Li Ou, Zhuxia Li, Xizhen Wu *Study on in-medium cross sections with proton-induced reaction cross sections data*, Submitted to Phys. Rev. C
- [7] Junlong Tian, Xizhen Wu, Zhuxia Li, Kai Zhao, Li Ou, Yingxun Zhang *Studies of the properties of the composite systems formed in the reactions of $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ and $^{232}\text{Th} + ^{250}\text{Cf}$* , Submitted to Phys. Rev. C

致 谢

我学我爱，我行我素。

幸运屡遇，友辈多助。

I learn what I love to, I do what I wish to;

Fates have treated me well, friends have helped me well.

借此机会真诚地感谢多年来给予我关心和帮助的老师、同学和朋友！首先向我的指导老师李祝霞研究员表示衷心的感谢。李老师以严谨的治学告诉了我什么是实事求是的科研态度，以深厚的学术功底、敏锐的洞察力指引我的研究方向，循循善诱地引导我深入地分析每个数据背后隐藏的物理现象和规律，让我逐步学会独立思考和分析，不断增强独立工作的能力。不仅仅在学业上，在日常生活中李老师也给予了我很大的帮助。在此，谨向李老师致以深深的祝福和由衷的感谢！

感谢平易近人、学识渊博的吴锡真老师在我的学业和生活方面的关心和帮助。感谢热情开朗的刘玉红大姐在日常生活中对我的关怀和帮助。还要感谢室里的施义晋、张锡真、冯仁发、卓益忠、苏宗涤、陆中道、陈永寿、萨本豪、何汉新、郑玉明、马中玉、陈宝秋、顾建中、董保国等各位老师对我的帮助。

感谢我的师兄王宁、张英逊、孙小军，师姐刘敏，同学田俊龙，师弟赵凯、卢晓华在工作和日常生活中的有益交流、讨论和帮助。特别感谢刘敏在论文交付前认真细致的校对工作。

同时也要向院、所领导和研究生科的老师表示诚挚的感谢！

最后要深深地感谢含辛茹苦养育我的父母，感谢家人和亲友对我的期望和鼓励。