

核—核散射微观光学势理论

马引群 著



原子能出版社

核-核散射的 微观光学势理论

马引群 著

原子能出版社

图书在版编目(CIP)数据

核-核散射的微观光学势理论 / 马引群著. —北京:
原子能出版社, 2008. 3
ISBN 978-7-5022-4098-1

I. 核... II. 马... III. 核反应-势散射 IV. 0571.41

中国版本图书馆

CIP 数据核字(2008)第 019890 号

内容简介

核-核弹性散射相互作用微观光学势的研究是核物理学一项基础性研究。随着放射性束流装置在世界各地的建成,近年来奇异核-核散射相互作用微观光学势的理论研究引起人们的极大兴趣。本书介绍了近二十年来微观光学势发展的基本概念、基本理论以及最新的研究成果,并详细地介绍了作者在微观光学势和氘-氘聚变反应天体物理学 S -因子研究两方面所做的工作。本书对于从事核反应理论和实验的研究工作者是一本具有参考价值的论著,也可以作为核反应以及相关学科学位研究生的入门参考书。

内蒙古赤峰学院董鸿飞副教授参加了第三、四、五、六章和附录的部分写作工作。

核-核散射的微观光学势理论

出版发行	原子能出版社(北京市海淀区阜成路 43 号 100037)
责任编辑	傅 真
责任校对	冯莲凤
印 刷	山西师范大学印刷厂
经 销	全国新华书店
开 本	880 mm×1230 mm 1/16
字 数	200 千字
印 张	10
版 次	2008 年 5 月第 1 版 2008 年 5 月第 1 次印刷
书 号	ISBN 978-7-5022-4098-1
印 数	1—200 定 价 38.00 元

版权所有 侵权必究 <http://www.aep.com.cn>

前 言

核-核弹性散射相互作用微观光学势的研究是核物理学中一项基础性研究。它不仅是描述核-核弹性散射的重要理论工具,也是进一步研究更为复杂核反应(例如,集体激发、破裂反应、核子转移反应、熔合反应以及裂变反应等)的理论基础。微观光学势的研究不仅从微观的角度有助于理解核反应机制,而且借助光学模型的分析也为那些缺乏弹性散射实验数据或难于获取数据的核反应提供可借鉴的数据(例如,丰中子、丰质子 β 不稳定核的核反应)。随着放射性束流装置在世界各地的建成,使人们探索滴线附近核的新现象成为可能。近年来有关奇异核(如,晕核)性质的理论研究引起了人们极大的兴趣,而奇异核(不稳定)-核散射相互作用微观光学势的研究是放射性束核物理研究的重要课题。课题的工作目的是从基础理论出发,研究核-核散射的微观光学势,尤其是不稳定核-核散射的微观光学势。

基于Dirac-Bruecker-Hartree-Fock (DBHF) 理论方法框架下,已经获得了核子-核散射同位旋相关的微观光学势,它已成功地描述了核子-核散射微分截面和自旋可观测量。将这个微观光学势推广到复合的入射粒子,把靶核看作一个散射体,利用折叠模型的计算技术我们获得核-核弹性散射微观光学势。应用这个微观光学势,我们研究了稳定核(例如, α , ${}^6\text{Li}$ 等)和不稳定核(例如, ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$ 等)与各种靶核的弹性散射。由于核-核碰撞的复杂性,两个复合粒子之间碰撞的完全微观处理至今没有解决。为了描述实验数据,在我们光学势计算中引进了两个重正化因子 N_R 和 N_I 。工作的目的是试图探索对核-核弹性散射微观光学势作统一的描述,在初步工作中我们并不希望通过调参去精确地拟合实验数据。因此我们没有仔细地去寻找对实验数据的最佳拟合参数。为了给出对微分截面实验数据的合理描述,通过目视的办法粗略完成了对两个参数的调节。

通过与实验数据的比较发现,理论模型给出的微观光学势的实部太深。这是由于核-核碰撞过程中两个Fermi球重叠的密度效应,在我们的折叠模型计算中没有对它作适当的处理而造成的。对稳定的入射粒子(例如, α -核散射)需要一个大缩减因子 N_R ,而对结构松散核 ${}^6\text{He}$,实部修正因子 N_R 近似等于1.0。这一结果也许表明对稳定和不稳定核,两个Fermi球之间的重叠效应是相当不同的。在我们的理论模型中,DBHF G 矩阵的虚部仅考虑最低阶的粒子-空穴激发。由于核-核散射非弹性过程相当复杂,这个过程包含许多可能的非弹性道,例如集体激发道、破裂道等。而这些非弹性道对核-核弹性散射光学势的虚部有很大贡献。这样用我们模型获得的微观光学势的虚部一

定太浅。显然,对不稳定核(例如, ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$ 和 ${}^{17}\text{F}$ 等)光学势虚部修正因子 N_I 很大,而稳定核(例如, α)的 N_I 较小。这个结论对各种靶核和不同入射能量是有效的。获得参数无关的核-核相互作用微观光学势仍然需要考虑更多的效应。我们提出的核-核弹性散射微观光学势理论模型对核-核散射的描述,尤其是对不稳定核-核弹性散射的描述是有价值的,对没有实验数据的核-核散射的光学势具有一定的预言能力。

低能 $d(d,\gamma)\alpha$ 辐射俘获反应 S 因子实验和理论的研究在核天体物理学中占据着重要的位置。由于在核天体物理学感兴趣的能区($E_{c.m.} < 20 \text{ keV}$)内,就目前的实验技术很难在实验室里获取这一能区 S 因子的实验数据,所以从理论上获取这一能区天体物理学 S 因子就显得尤为必要。对于低能 $d(d,\gamma)\alpha$ 辐射俘获反应,主要的电磁辐射跃迁是 s 波和 d 波的电四极跃迁。考虑到碰撞氦核的 D 态分量和 ${}^4\text{He}$ 基态波函数 D 态分量的存在,采用直接辐射俘获方法研究了氘在质心系能量 $E_{c.m.} < 3 \text{ MeV}$ 能区的辐射俘获反应 $d(d,\gamma)\alpha$ 。我们对理论模型波函数的计算使用了唯象的Woods-Saxon势,通过再现 d - d 系统的结合能和由共振群方法计算的 d - d 系统弹性散射相移,获得了 d - d 系统束缚态和散射态Woods-Saxon势的势参数。理论预言的 S 因子很好地再现了 $E_{c.m.} < 3.0 \text{ MeV}$ 能区天体物理学 S 因子的实验数据。由于在 $0 \sim 20 \text{ keV}$ 能区缺乏实验数据,将 S 因子的理论外推到恒星能区,由此我们对 $d(d,\gamma)\alpha$ 反应天体物理学 S 因子的推荐值是 $S(0) = 5.9 \times 10^{-6} \text{ keV}\cdot\text{b}$ 。同时,我们获得的 ${}^4\text{He}$ 基态中 D 态的混合概率在 $5.4\% \sim 13.4\%$ 之间,这一结果与用现代核力预言的 ${}^4\text{He}$ 基态中 D 态概率范围 $9.89\% \sim 16.04\%$ 是基本一致的。

Preface

The study of a nucleus-nucleus microscopic optical potential (MOP) is one of the fundamental subjects in nuclear physics. It is an important theoretical tool for describing the nuclear elastic scattering and studying more complicate reactions, such as collective excitations, break-up reaction, transfer reaction, fusion and fission etc. In particular, it is very important to understand the complex optical potential for composite projectiles from a microscopic point of view not only to understand the relevant reaction dynamics involved but also to develop a practical tool for predicting optical potentials of colliding systems for which the elastic scattering measurement is absent or difficult, such as in the case of neutron-rich or proton-rich unstable nuclei. The development of the radioactive beam facilities in the world offered the possibility to explore new phenomena at the limits of the nuclear stability. The nature of exotic nuclei has excited a great interest from a theoretical point of view, and the microscopic optical potential of an exotic nucleus with nuclei is one of the important issues in the radioactive nuclear beam physics. The purpose of this work is to study microscopic optical potentials of nucleus-nucleus scattering, especially for unstable nuclei from a fundamental theory. The isospin dependent microscopic optical potentials of the nucleon-nucleus scatterings have been obtained in the framework of the DBHF approach, which successfully describe the nucleon-nucleus scattering cross sections and spin observables. Extending this microscopic optical potential to the case for a composite projectile we compute the microscopic optical potential in a folding model and consider the target nucleus just as a scatterer. Applying the MOP we investigate the elastic scatterings off stable nuclei with various composite projectiles, stable nuclei such as ${}^6\text{Li}$ and unstable nuclei, for instance ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$ etc. Due to the complexity of nucleus - nucleus collisions a complete microscopic treatment of the collision between two composite nuclei has still not been available. In order to describe the experimental data two normalization factors N_R , N_I are introduced in our calculations. In our study we aim to explore a unified description of the MOP in nucleus-nucleus scatterings and do not expect an accurate fit to the experimental data at the first step. Therefore we did not perform a careful parameters searching. In order to give a reasonable description of the experimental data in differential elastic cross sections a rough adjustment of the two parameters is carried out only by eyes. In comparison with the experimental data it is found that the real part of the MOP in our model is too deeper. This is due to the density effects of the over-

lap of two Fermi spheres, which has not been treated properly in our folding model. A large reduction factor N_R is required for stable projectiles, for example for α -nuclei scattering, while it is approximately equal to 1.0 for a loosely bound nucleus ${}^6\text{He}$. It may indicate that the effects of the overlap between two Fermi spheres are quite different in stable and unstable nuclei. The imaginary part of the DBHF G matrix in our model takes account of only the lowest order particle-hole excitations. The inelastic processes in nucleus-nucleus scatterings are much more complicated, which include many possible inelastic channels, excitations, break up etc. Certainly the imaginary part of the MOP obtained in our model is much too shallow. A large N_I has to be introduced to reasonably describe the experimental differential cross sections. Obviously, N_I is larger for unstable nuclei, such as for ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Be}$, ${}^{11}\text{Li}$ and ${}^{17}\text{F}$, and smaller for stable nuclei. This conclusion is also valid for various targets and incident energies. Much more efforts are still required to obtain a parameter free microscopic optical potential of nucleus-nucleus interaction, which would be of value in the description of the nucleus-nucleus scattering, especially for the unstable nuclei.

The S factor of the $d(d,\gamma)\alpha$ reaction at low energy plays a crucial role in the astrophysics. The value of the S factor at the region of the astrophysics interest $E_{c.m.} < 20$ keV is not available experimentally. Therefore theoretical investigations of the S factor are essential. The electromagnetic radioactive transition in the radioactive capture reaction $d(d,\gamma)\alpha$ is mainly the electrical quadrupole transition. We have studied the reaction by the direct capture method that allows for the D state component of the colliding deuterons and the D state component of ground state wave function of ${}^4\text{He}$. In our theoretical model the wave functions are calculated in Woods-Saxon potentials. A set of parameters of Woods-Saxon's potentials are obtained by reproducing the binding energies of d-d system and d-d elastic scattering phase shifts calculated by the resonating group method (RGM). In comparison of theoretical predictions with the experiments, good agreement can be obtained in the energy range $E_{c.m.} < 3$ MeV. Due to the lack of experiment data at the energies about 0~20 keV a theoretical extrapolation of the S factor down to the stellar energies is performed. We therefore recommend the value of $S(0) = 5.9 \times 10^{-6}$ keV·b for the $d(d,\gamma)\alpha$ reaction. Meanwhile it is obtained that the ratio of D state in the ground state in ${}^4\text{He}$ is about 5.4% ~ 13.4%, which agreed with the result 9.89% ~ 16.04% predicted by a modern nuclear force theory.

目 录

前 言	i
Preface	iii
第一章 绪论	1
第二章 核子—核散射微观光学势的理论基础	6
§2.1 DBHF G 矩阵的Dirac结构	6
§2.2 同位旋相关的相对论微观光学势	9
§2.3 核物质中的相对论微观光学势	14
§2.4 有限核的相对论微观光学势	15
第三章 核—核散射微观光学势理论	18
§3.1 基于DBHF模型的核—核散射的微观光学势	18
§3.1.1 核子-核散射同位旋相关的相对论微观光学势	18
§3.1.2 核—核散射同位旋相关的微观光学势	19
§3.2 基于M3Y有效相互作用的双折叠模型	25
§3.3 São Paulo 微观光学势	32
§3.3.1 非定域光学势简介	32
§3.3.2 核—核相互作用的非定域描述	33
§3.4 基于Jeukenne—Lejeune—Mahaux相互作用的双折叠微观光学势	36
§3.5 核—核碰撞的动力学程函近似 (Dynamical eikonal approximation)	42
§3.6 核—核碰撞的耦合道(CDCC)方法	47
§3.7 一种新的唯象核—核光学势	48
第四章 微观光学势理论在弹性散射中的应用	52
§4.1 光学模型理论	52
§4.1.1 光学模型理论的基本思想	52
§4.1.2 实验室坐标系到质心坐标系的变换	53
§4.1.3 光学模型径向方程及其求解	55

§4.1.4	光学模型计算中使用的截面、角分布、吸收截面公式	60
§4.2	核-核相互作用的定域微观光学势	62
§4.3	^4He 的弹性散射	64
§4.4	^6Li 的弹性散射	67
§4.5	^6He 的弹性散射	91
§4.6	^{11}Be 和 ^{11}Li 的弹性散射	94
§4.7	质子滴线核 ^{17}F 的弹性散射	99
第五章	低能 $d(d, \gamma)\alpha$ 反应天体物理学 S 因子的理论研究	106
§5.1	直接辐射俘获理论简介	106
§5.2	低能($E_{\text{c.m.}} < 3.0 \text{ MeV}$) $d(d, \gamma)\alpha$ 反应跃迁矩阵元的分析	110
§5.3	低能 $d(d, \gamma)\alpha$ 反应的理论模型	111
§5.3.1	束缚态和散射态波函数的构造	111
§5.3.2	d - d 系统的电四极矩算符	113
§5.3.3	$d + d \rightarrow ^4\text{He} + \gamma$ 反应截面的理论计算公式	115
§5.4	数值计算方法	118
§5.4.1	束缚态和散射态径向波函数的确定	118
§5.4.2	理论模型中各参数的确定	119
§5.5	^4He 基态中 D 态成分对 $^2\text{H}(d, \gamma)^4\text{He}$ 反应天体物理学 S 因子的影响研究 . .	125
§5.6	理论计算结果及讨论	126
第六章	总结与展望	127
附录一	核子在有限核中的相对论微观光学势计算公式	130
附录二	双折叠模型计算的基本公式	131
附录三	推导电磁辐射跃迁矩阵元过程中使用的一些基本公式	136
附录四	$d(d, \gamma)\alpha$ 反应散射态波函数的边界条件	138
参考文献		140
后 记		151

第一章 绪论

自20世纪50年代末Feshbach^[1]提出核-核相互作用的微观光学势理论以来,有关核-核散射光学势的研究有两种方法:一种是采用唯象的方法;另一种是利用微观的方法。核-核相互作用光学势的研究是核物理学中一个基础性的研究,也是核物理学中一个古老而又崭新的研究课题。因为核-核相互作用的光学模型势不仅是描述弹性散射的重要理论工具,也是进一步研究更为复杂的核反应(例如,集体激发、破裂反应、核子转移反应、熔合反应以及裂变反应等)的理论基础。近年来,由于放射性束流装置相继在世界各地被建成,这极大地拓展了核物理学的研究领域,一些新的核现象相继被发现。例如,晕核的发现及其所表现的奇特性质。人们利用放射性束流装置进一步研究奇异核的核结构和核反应,而在这方面的研究中,奇异核(不稳定核)与核相互作用光学势的研究还是一个崭新的课题,近年来有关奇异核-核反应的微观光学势理论引起了人们极大的兴趣。要解释核-核碰撞过程所发生的一切核反应现象,最基本的输入量是核-核相互作用的光学势^[2]。微观光学势的研究不仅从微观的角度有助于理解核反应机制,而且借助光学模型的分析也为那些缺乏弹性散射实验数据或难于获取数据的核反应提供了可借鉴的数据(比如,丰中子、丰质子 β 不稳定核的核反应)。核-核相互作用光学势研究近50年来的研究成果文献可以说浩如烟海,即使近15年来也是极其丰富。在本章我们就所调研和了解到的近15年来国内外,核-核相互作用光学势研究的主要发展方向、研究方法作简单的阐述。

目前,在核-核散射研究方面主要方法有:基于最初的所谓“M3Y”有效核子-核子作用^[3],利用双折叠模型的计算技术获得的核-核弹性散射微观光学势;基于核-核相互作用的非定域描述得到的所谓“São Paulo”势;在相对论平均场框架内^[4]获得的核-核相互作用光学势;由Jeukenne-Lejeune-Mahaux (JLM)等人^[5,6]提出的所谓“JLM”相互作用的双折叠模型光学势;唯象^[7]或半经典方法^[8,9]对核-核散射的描述;程函模型^[10-12]用于研究晕核的散射;在统一半经典方法和程函模型的基础上,Baye等人^[13,14]提出了动力学程函近似(dynamical eikonal approximation)来描述晕核的碰撞;离散化连续态的耦合道(continuum-discretized coupled-channels method,简称CDCC)方法用于研究不稳定核的破裂反应^[15-21]。可以说描述核-核弹性散射微观光学势理论最成功的理论模型之一是基于密度和能量无关的有效核子-核子相互作用M3Y的双折叠模型,经过Satchler^[2], Kobos^[22], Khoa^[23-29]等人近30年不断完善,原初的与入射粒子和靶核密度无关、能量无关的M3Y相互作用的双折叠模型,已经发展到今天的能量密度相关的各

种版本形式的有效核子-核子相互作用BDM3Y1 (或CDM3Y n , $n=1, 2, \dots, 6$)的双折叠模型, 双折叠模型现已广泛被用于为核-核散射提供光学势的实部, 用唯象的方法产生虚部光学势, 然后补充到核-核弹性散射的总光学势中, 双折叠模型非常成功地描述了稳定核-核弹性散射。双折叠模型也为程函模型、动力学位函近似以及CDCC研究不稳定核-核散射计算提供了基本的光学势输入量, 使这些计算成为可能。Khoa等人将有效核子-核子相互作用BDM3Y1的双折叠模型用于 $^{11}\text{Li}+^{12}\text{C}$ 和 $^{11}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弹性散射, 他们用双折叠模型产生上述反应光学势的实部势, 虚部势则采用唯象的Woods-Saxon型势, 在光学模型分析的基础上他们的理论合理地再现了 ^{11}Li 入射能量为637 MeV和 ^{11}C 入射能量为620 MeV两个弹性散射的实验数据。2002年, Lapoux等人将基于能量密度依赖的有效核子-核子相互作用CDM3Y6的双折叠模型用于 $^6\text{He}+^{12}\text{C}$ 弹性散射实验数据的光学模型分析, 他们利用双折叠模型获得 ^6He 与 ^{12}C 弹性散射光学势的实部, 用唯象的导数型的Woods-Saxon势作为光学势的虚部补充到光学势的实部得到总光学势, 依此研究了晕核 ^6He 与 ^{12}C 的弹性散射数据, 其理论较好地再现了实验数据。核-核散射相互作用一般来说是非定域的, Chamon等人^[30,31]提出了核-核相互作用的非定域描述, 通过求解积分微分的Schrödinger获得对核-核散射的描述, 他们将提出的非定域势理论用于对 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{208}\text{Pb}$, $\alpha+^{58}\text{Ni}$ 和 $\alpha+^{12}\text{C}$ 弹性散射实验数据的分析, 其理论很好地再现了实验数据。2003年, Alvarez等人^[32]在更广泛的范围选择 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, ^{16}O , ^{40}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb 和 $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$ 弹性散射, 对Chamon等人提出的非定域势理论进行了检验, 其理论较好地再现了实验数据。从1997年至今, 核-核散射的非定域势理论(所谓的“São Paulo”)被Chamon等人^[33-41]广泛用于核-核弹性散射和其他类型核反应的研究。Rashdan从相对论平均场出发利用非线性NLC和NL-SH力分析了晕核 ^{11}Li 入射能量为319 MeV的 $^{11}\text{Li}+^{28}\text{Si}$ 弹性散射, 其理论较合理地再现了微分截面的实验数据。JLM相互作用的基本思想是从Brueckner-Hartree-Fock (BHF)近似出发, 使用Reid硬芯核子-核子相互作用, 首先得到参数化的核物质中核子的光学势, 在定域密度近似下获得了核子在有限核中的光学势, 然后利用双折叠模型获得核-核相互作用的整体光学势。Carstoiu等人^[42]利用JLM相互作用的双折叠模型, 对 α 粒子入射能量在104 ~ 172.5 MeV范围的 $\alpha+^{12}\text{C}$ 弹性散射微分截面实验数据进行了分析, 理论微分截面较好地再现了实验数据。为了进一步检验JLM相互作用理论的有效性, 2006年Furumoto等人^[43]对 α 粒子入射能量在40 ~ 240 MeV范围的 $^4\text{He}+^{12}\text{C}$, $^4\text{He}+^{16}\text{O}$, $^4\text{He}+^{28}\text{Si}$, $^4\text{He}+^{40}\text{Ca}$ 弹性散射进行了细致的分析, 其理论较好地再现了上述所有弹性散射实验测量的微分截面数据。研究核-核散射(包含复杂的核反应)的理论方法, 无论是程函近似(包含动力学位函

近似) 还是耦合道方法 (包含CDC方法) 它们的共同点是入射粒子处理为核心+碎块, 靶核通常被看作是一个无结构的点粒子, 二者都需要输入基本的核心-靶核和碎块-靶核之间相互作用的光学势, 而这个光学势是需要唯象或微观光学势理论提供的。

以上简要介绍了近年来国际上核-核散射微观光学势研究的主要理论方法。尽管基于能量密度依赖的BDM3Y1或CDM3Y6相互作用的双折叠模型、所谓的São Paulo势光学势模型被广泛用于研究核-核弹性散射, 但这两个模型只能微观地给出核-核相互作用光学势的实部势, 而虚部光学势通常则采用唯象的Woods-Saxon型 (或其导数型势) 或取与实部相同的势。这样在总光学势里至少有三个以上的待定参量, 尤其对于不稳定核 (象晕核) 弹性散射的研究, 总光学势中的待定参数多达6个左右^[46]。从BHF理论方法出发, 参数化核子在核物质中光学势同位旋标量势的实部和虚部, 利用定域密度近似获得的JLM相互作用的双折叠模型直接可获得核-核相互作用的整体光学势, 但由于在JLM相互作用计算中, 给出的微观光学势的实部和虚部过深。要给出合理的光学势, JLM相互作用的密度依赖必须处理大于饱和密度的定域密度问题 (例如, 在DDM3Y相互作用的双折叠模型中被广泛使用的所谓 “frozen density prescription”, 即 $\rho = \rho_1 + \rho_2$), 而最初^[15,6]参数化的JLM相互作用将不能正确用于核-核相互作用微观光学势的研究^[43]。到目前还未看到新的参数化的核子-核子JLM相互作用势。唯象光学势尽管一直被人们使用, 但由于过于依赖实验数据, 对没有实验数据的核-核弹性散射很难给出可信赖的预言。鉴于核-核散射光学势目前国际上研究的现状, 在相对论微观光学势理论成功应用于核子-核散射^[49]的启发下, 我们尝试着从同位旋相关的相对论微观光学势出发, 获得核-核相互作用的整体光学势 (即同时包含光学势的实部和虚部)。本工作从DBHF理论方法出发, 将G矩阵的新的分解方法用于散射问题研究, 计算同位旋相关的相对论微观光学势。核子光学势的实部用 $G = V + \Delta G$ 在相对论Hartree-Fock (简称RHF) 近似下计算散射态核子的自能得到, 虚部则通过二级G矩阵极化图和交换图的虚部来计算, 由于G矩阵包含了核子有效相互作用的同位旋信息, 可以更好地用来研究不对称核物质 (例如晕核) 的性质。由于同位旋矢量介子对质子和中子的作用不同, 在计算中区分核物质中的质子和中子, 这样得到的相对论微观光学势 (RMOP) 是同位旋相关的。将得到的光学势代入核子的Dirac方程中, 消去Dirac旋量的小分量后, 推导出Dirac旋量的大分量满足的Schrödinger等价方程, 得到了Schrödinger等价势。为了得到有限核的光学势, 采用定域密度近似, 也就是假定有限核中任何一点的光学势与具有相同核密度和不对称系数的均匀核物质的光学势相同, 就是令有限核中距核心距离为 r 处的光学势等于与该处核物质的密度和不对称系数相同的无限核

物质中的核子的光学势^[47,48]。这样在DBHF理论方法的框架下获得核子-核相互作用的Schrödinger等价势^[49]。为简单起见,在计算中不考虑核子-核相互作用光学势的自旋项,忽略其Darwin项。利用动量空间的折叠计算技术将核子与靶核相互作用的势对入射弹核中质子和中子的密度分布进行折叠。对于自旋饱和的核,只需考虑Schrödinger等价中心势,这样利用折叠模型对入射粒子中的核子与靶核相互作用的Schrödinger等价中心势进行折叠,就获得了核-核相互作用的微观光学势。在将从DBHF理论方法的框架下获得的微观光学势,直接应用于核-核(包含不稳定核-核)弹性散射的数据分析时,发现理论计算的微分截面系统的偏高于实验测量的微分截面。为了更好地再现实验数据,在微观光学势的实部和虚部引入修正因子 N_R 和 N_I 是必要的。通过对 α 粒子、 ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^6\text{He}$ 的弹性散射进行系统的光学模型分析之后,发现取 $N_R \approx 0.5$ 和 $N_I \approx 1.5$ 理论计算的微分截面就可较好地再现 α 粒子与靶核 ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{90}\text{Zr}$ 和 ${}^{208}\text{Pb}$ 弹性散射的实验数据;取 $N_R \approx 0.6$ 和 $N_I \approx 3.0$, ${}^6\text{Li}$ 与靶核 ${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{90}\text{Zr}$ 和 ${}^{208}\text{Pb}$ 弹性散射实验测量的微分截面数据很好地被理论计算的微分截面所再现;通过对结构松散的 ${}^6\text{Li}$ 和晕核 ${}^6\text{He}$ 与靶核的弹性散射的仔细研究我们发现,对于这种不稳定核的弹性散射,当取微观光学势的虚部修正因子 $N_I \approx 3.0$ 时,理论模型可以令人满意地描述这些不稳定核的弹性散射。将这一结论用到中子晕核 ${}^{11}\text{Be}$ 和 ${}^{11}\text{Li}$ 、丰质子核 ${}^{17}\text{F}$ 的弹性散射中,理论模型很好地再现了这些核的弹性散射微分截面的实验数据。从上面的论述看到,在我们提出的微观光学势理论中仅引进两个可调参数,就可在广泛的能区和靶核范围内从理论上很好地描述核-核弹性散射。总之,我们提出的微观光学势理论模型对核-核弹性散射,尤其对不稳定核(如晕核)-核的弹性散射具有潜在的应用价值,对没有实验数据的核-核散射的光学势具有一定的预言能力。

低能 $d(d,\gamma)\alpha$ 辐射俘获反应 S 因子的实验和理论研究在核天体物理学中占据着重要的位置。由于在核天体物理学感兴趣的能区($E_{c.m.} < 20 \text{ keV}$)内,就目前的实验技术很难在实验室里获取这一能区 S 因子的实验数据^[50],所以从理论上获取这一能区天体物理学 S 因子就显得尤为重要。目前研究 $d(d,\gamma)\alpha$ 反应的主要理论方法有^[51-56]:直接辐射俘获方法和共振群方法。采用直接辐射俘获方法研究氘在质心系能量 $E_{c.m.} < 3 \text{ MeV}$ 能区的辐射俘获反应 $d(d,\gamma)\alpha$,在 $d+d$ 系统的波函数中考虑碰撞氘核的D态分量对跃迁矩阵元的贡献和 ${}^4\text{He}$ 基态波函数D态分量的存在,采用唯象Woods-Saxon核势,利用直接俘获模型理论计算了低能 $d(d,\gamma)\alpha$ 反应的天体物理学 S 因子,理论计算的 S 因子很好地再现了 $E_{c.m.} < 3.0 \text{ MeV}$ 能区天体物理学 S 因子的实验数据。将 S 因子的理论曲线外推到没有实验数据,天体物理学感兴趣的 $E_{c.m.} < 20 \text{ keV}$ 能区获得这一能区的 S 因子,在零点能

推荐的 S 因子值为: $S(0) = 5.9 \times 10^{-6} \text{ keV}\cdot\text{b}$ 。同时, 研究结果表明 ^4He 基态中 D 态的混合概率在5.4% ~ 13.4%之间, 这一结果与Nogga等人^[57]用现代核力预言的 D 态概率范围9.89% ~ 16.04%是基本一致的。

第二章 核子-核散射微观光学势的理论基础

自20世纪50年代到70年代,人们构建了各种非相对论的理论框架对核多体系统进行研究,其中最具代表性的是非相对论Brueckner-Hartree-Fock等理论。这些建立在非相对论量子力学基础上的理论方法尽管在核结构和核反应研究中已取得了很大成功,但也遇到一定困难(比如它不能合理地描述核物质饱和和性质的经验值^[58]),80年代以后相对论核多体理论蓬勃发展起来,其中包括Dirac-Brueckner-Hartree-Fock(DBHF)理论。我们知道,原子核是由核子组成的量子多体系统,除质子间的库仑相互作用外,核子间的相互作用可以用介子交换来描述。相对论的DBHF方法直接从自由核子-核子相互作用出发,考虑了核子之间的短程关联,利用核介质中的相对论Brueckner-Bethe-Goldstone(BBG)方程来求解核子在核介质中的有效相互作用 G 矩阵。其中自由核子-核子相互作用通过符合低能核子-核子散射相移和氦核基态性质得到。DBHF中的 G 矩阵包括了无穷级梯形图的求和,没有引入任何自由参数能够给出与经验值一致的核物质的饱和性质,它被认为是用于描述核介质中核子有效相互作用的有效的微观方法。文献[49]中对这种方法的理论与应用给出了详细的论述,在本章仅对我们工作中应用的相关部分进行简单的阐述与介绍。

§2.1 DBHF G 矩阵的Dirac结构

在相对论方法中,两核子散射用Bethe-Salpeter(BS)方程^[63]描述,用算符表示为如下协变形式^[108]

$$M = V + VGM \quad (2.1)$$

其中 M 是两核子散射过程中的协变振幅, V 包含了所有相连的两核子不可约图, G 是相对论两核子传播子。这个四维积分方程是很难求解的^[120],通常采用如下两个耦合方程组成的三维约化方程形式代替

$$M = W + WGM \quad (2.2)$$

和

$$W = V + V(G - G)W \quad (2.3)$$

其中 G 是在物理区域内与 G 有相同的弹性么正割线的协变的三维传播子。这种三维约化的形式不是唯一的^[121],它依赖于所选取的三维传播子的形式,在核物质中通常选用Thompson提出的方法^[122]。讨论束缚态问题,考虑介质引起的Pauli效应和色散修正,引入Pauli算符 Q ,将中间态投影到未被占有的核子态上,得到核介质中两核子相互作用的Thompson方程,即相对论Brueckner-Bethe-Goldstone(BBG)方程

$$G = V + VQgG \quad (2.4)$$

式中, G 是两核子的有效相互作用, V 是裸核子-核子相互作用,一般采用单玻色子交换势(OBEP)形式, g 是式(2.3)中的三维传播子。在DBHF方法中,通过求解这个有效相互作用 G 矩阵可以得到核介质中的核子自能和单粒子能量。

为了消除投影方法的不确定性,Schiller和Muether^[67]提出了从DBHF的 G 矩阵中提取核子标量自能和矢量自能的一种新的方法,他们提出把 G 矩阵分解成裸相互作用 V 和由关联效应引起的修正两部分,即 $G = V + \Delta G$ 。其中 V 采用单玻色子交换势(OBEP)。投影方法仅用于对 ΔG 部分的处理,通过分析可知这些关联效应可以用交换四种质量无穷大的赝介子来很好地描述,这样就把 ΔG 参数化了, G 矩阵对自能的贡献也可以用RHF计算。这种方法消除了投影方法带来的结果的不确定因素,对不对称核物质性质给出了很好的描述。通常在DBHF中,对 V 计算的单玻色子交换势(OBEP)采用Bonn势^[68]的形式,在Bonn势中包括有三种同位旋标量介子 $\sigma(0^+,0)$, $\omega(1^-,0)$ 和 $\eta(0^-,0)$,以及三种同位旋矢量介子 $\delta(0^+,1)$, $\rho(1^+,1)$ 和 $\pi(0^-,1)$,括号中分别为其自旋、宇称和同位旋。常用的Bonn势的耦合常数有Bonn A, Bonn B和Bonn C,其数值列在表2.1中。如参考文献[67]中分析的,关联效应修正项 ΔG 可以被参数化为交换四种赝介子的相互作用,分别为同位旋标量 σ' , ω' 和同位旋矢量 δ' 和 ρ' 。这些赝介子的质量趋于无穷大,反映其描述的关联效应的短程性;它们的耦合常数与相应的赝介子质量的比值是有限大小的并且与密度微弱相关的。采用Bonn势计算的核物质的饱和曲线如图2.1所示,图中还画出了非相对论Brueckner-Hartree-Fock(BHF)方法计算得到的核物质的饱和点,图中阴影块表示核物质饱和性质的经验值。可以看出非相对论BHF计算得到的饱和点均偏离经验值,形成的带状分布区域就被称为“Coester带”。在引进三体力后非相对论BHF方法也给出合理的核物质状态方程。用相对论方法得到的饱和点比非相对论计算结果有了明显的改进,这是因为相对论方法引入了新的饱和机制,随密度增加矢量势很快增加,而标量势增加缓慢,产生与密度强相关的排斥作用。采用三种Bonn势计算得到的核物质饱和点和不可压缩系数于表2.2中列出。可以看出,采用Bonn B计算得到不可压缩系

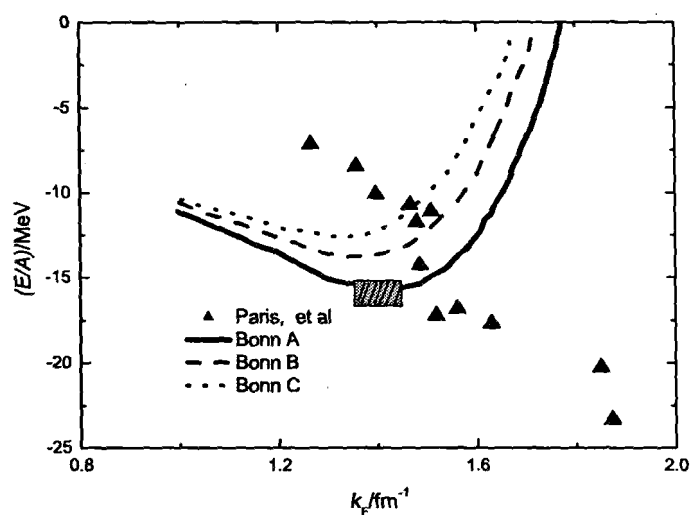


图 2.1 DBHF计算的对称核物质状态方程

非相对论计算得到的“Coester带”也显示在其中,中间带十字的符号表示计算结果包括三个和四个空穴线的贡献;阴影块代表核物质饱和性质的经验值(每核子结合能 $E/A \approx (-16 \pm 1)$ MeV, 饱和密

度 $k_F \approx 1.36 \pm 0.06 \text{ fm}^{-1}$)^[49]

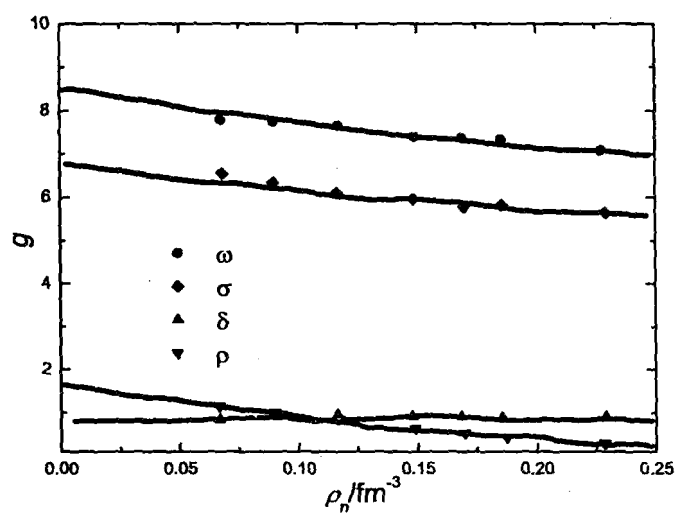


图 2.2 拟合DBHF计算结果得到的密度相关的有效相互作用中介子-核子的耦合常数

其中的离散点是拟合值;实线是用这些离散点拟合出的形如式(2.38)的耦合常数外推公式^[49]