

核数据和核模型方法

王书暖

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘要: 简要介绍了国际上发展中的核科学和技术及其应用对微观核数据的需求和核数据理论计算中现有标准程序的基本情况, 并做了相应的分析和对比. 同时也简要介绍了国际上核数据理论计算中模型方法研究的新进展.

关键词: 核数据; 标准程序; 核模型

中图分类号: O571.4 **文献标识码:** A

1 发展中的核数据需求

发展中的核数据需求主要包括以下 3 个方面^[1-2]: (1) 现代核装置与技术研制已达到了很高的复杂程度, 相关的有效设计、安全性和经济性研究都要求有详细和可靠的计算支持. 随着计算机技术的迅速发展, 模拟计算正在成为越来越经济的手段. 这些计算的精度在很大程度上是由所输入的核数据和其它物理数据的精度所确定; (2) 在核电方面, 新型堆工设计、核燃料循环、安全保障、堆监测与退役、核废物处理与嬗变(要求高能裂变截面、裂变产额和裂变谱等)等都要求愈来愈详细的、相当精度的核数据, 以确保安全运行和经济效益. 同时, 相关研究正朝着可持续发展的方向进行; (3) 除了裂变反应堆技术以外的许多其它核技术与应用领域也有日益增长的核数据要求, 它们包括核天体物理学、加速器屏蔽设计、空间辐射损伤与剂量估算(要求 ≤ 100 MeV 的核数据)、聚变堆设计探索与等离子体技术、放射性核束物理学(RBP)、加速器驱动系统(ADS)、散裂源(SS)(这里 RBP, ADS, SS 均有高能核数据需求, 能量范围为从 200 MeV 到几个 GeV)、个人剂量与辐射安全、环境监测与环保、医用与工业用同位素生产、癌症放射性治疗(中子和质子能量 ≤ 250 MeV 的核数据)、活化法化学分析、石油和其它矿物的核探测技术应用等.

2 核模型方法

为满足上述发展中的核数据需求, 核模型方法

研究和核数据的理论计算是十分必要的. 从广泛意义上来说, 通常有 3 种类型的核反应模型被采用^[2]: (1) 共振反应的 R 矩阵理论, 它基于实验信息, 用来很精确地描述由低能范围(共振区)中子和质子引起的高分辨率测量, 得到的反应共振结构. 目前国际上被广泛应用的共振参数拟合与评价计算程序为 SAMMY 程序^[3]. 它的最新版本 SAMMY-M2 是 1999 年 2 月解密的, 由美国橡树岭国家实验室研制. SAMMY-M2 比它的前一版本 SAMMY-K1 在许多方面都有所改进. 它不仅可以用来分析中子引起反应可分辨共振区的截面数据, 也可用来分析不可分辨共振区的截面数据. 在可分辨共振区, 通常采用 Reich-moore 近似简化 R 矩阵理论来处理. 在共振参数和其协方差矩阵的最佳拟合中采用了推广的最小二乘法, 即 Bayes' 规则. (2) 广泛意义上的统计模型, 即综合应用直接反应、预平衡反应和平衡反应(包括裂变)以及光学模型等. (3) 核内核子的级联模型. 后面将简介这些方面的最新进展.

我们知道, 由模型理论给出的计算结果强烈地和核结构及核反应模型输入参数相关, 比如: 核的质量、分立能级、中子共振参数、光学模型参数、核的能级密度和 γ 射线强度等. 为了满足这一需要, 国际原子能机构(IAEA)于 1994-1997 年曾组织了 IAEA-CRP-RIPL 参数库国际合作项目, 完成了在现有模型参数知识基础之上的参数库起始文件, 并以计算机文件和手册的方式发表. 现在这一

收稿日期: 2001-01-04; 修改日期: 2001-04-06

作者简介: 王书暖(1942-), 女(汉族), 山东烟台人, 研究员, 从事核反应理论研究及核数据理论计算.

国际合作项目正在进行起始文件的测试和确认工作。随着核性质知识的深入与扩展,模型参数库版本必将更新。IAEA 有可能进一步组织关于核内核子级联模型和核结构模型方面类似的模型参数库^[1]研制工作。

下面对国际上几个重要的统计模型程序及其方法和特点作简单说明^[2]和相应的评述。

ALICE

单位: LLNL-Livemore, USA

作者: M. Blann

模型: WE+PE(GDH) & Monte Carlo 预平衡模型(HMS 版本)

特点: 多粒子发射、裂变、双微分截面、两次预平衡发射(在 HMS 中无限制)。

评述: 适用于高能范围(几百个 MeV), 但低于 50 MeV。模型过于简单(蒸发模型), 程序已被广泛使用。

CASTHY

单位: JAERI, Tokai-Mura, Japan

作者: S. Igarasi, T. Fukahori

模型: OM+HF, 宽度涨落修正

特点: 两体反应、 γ 级联、分立能级。

评述: 计算后处理为 ENDF 格式, 能量范围到第一个两体反应阈, 程序在 JAERI 被广泛使用。

TNG

单位: ORNL, Oak Ridge, USA

作者: C. Y. Fu

模型: OM+HF+PE, 宽度涨落修正

特点: 两体反应, 三体反应、 γ 级联、分立能级, 双微分截面。

评述: 输出为 ENDF 格式, 能量范围 ≤ 20 MeV, 程序被广泛使用于核数据评价计算。

STAPRE

单位: IRK, Vienna, Austria

作者: M. Uhl

模型: HF+PE(random walk), 宽度涨落修正

特点: 直到 6 个的多粒子发射、 γ 级联、裂变。

评述: 输出为 ENDF 格式, 能量范围 ≤ 20 MeV, 程序被广泛使用于核数据评价计算。

MINGUS

单位: ECN, Petten, The Netherlands

作者: A. Koning

模型: HF & WE(高能)+MSC(FKK 量子多步复合, P, Q 空间耦合效应)+MSD(FKK 量子多步直接, 双费米子 MSD)

特点: 两体反应(HF)、多次 MSD 发射、多次蒸发、双微分截面。

评述: 输出为 ENDF 格式, 能量范围 ≤ 200 MeV, 与耦合道光学模型程序 ECIS95^[3] 联编。目前适用于核子引起的核反应, 在 MSD 中还不能描述复杂粒子的发射。程序被使用于核数据评价计算。MSC(FKK, P, Q 空间耦合效应)和 MSD(FKK, 双费米子 MSD)等均是近年来核反应模型方法方面的主要进展。有关这方面的内容将在 2.1 节中另作介绍。

GNASH

单位: LANL, Los Alamos, USA

作者: P. G. Yong, M. B. Chadwick

模型: HF+PE+MSC(FKK)+MSD(FKK), 宽度涨落修正

特点: 多粒子发射、 γ 级联、裂变、分立能级、双微分截面、两次预平衡发射、反冲核能谱。

评述: 带有输入数据库, 计算后处理为 ENDF 格式, 能量范围 ≤ 200 MeV, 可读入 ECIS 计算的集体态分立能级非弹数据和传输系数, 是国际核数据评价计算中最为重要的程序。

EMPIRE II

单位: IAEA, Vienna, Austria

作者: Mike Herman

模型: OM+HF+MSC(NWY)+MSD(TUL)+CC(重离子熔合反应)

特点: MSC: P, Q 空间耦合效应、多粒子发射、 γ 级联、裂变(考虑动力学效应)、分立能级、双微分截面、能级密度中考虑了动力学效应(超流模型), 入射粒子可为任意核子或核。

评述: 带有输入数据库, 计算后处理为 ENDF 格式, 能量范围 ≤ 50 MeV, 程序被使用于核数据评价计算。计划进一步完善的方面包括: (1)与 ECIS 程序联编; (2)裂变道的进一步改善; (3)多粒子的预平衡发射; (4)MSC 中复杂粒子的预平衡发射; (5)输入参数尽量使用 RIPL 数据库; (6)在 MSC 中使用微观激子态密度; ……

UNF

单位: 中国核数据中心(CNDC), 北京, 中国

作者:张竞上

模型:OM+HF+PE,宽度涨落修正

特点:多粒子发射、复杂粒子的预平衡发射、 γ 级联、裂变、分立能级、双微分截面、一次预平衡发射、反冲核能谱、能量平衡.

评述:能量范围 ≤ 20 MeV,与 CNDC 参数库接口、ENDF 格式输出、可读入由 ECIS 或 DWUCK 计算的直接非弹结果.程序已被用于中国评价核数据库第3版(CENDL-3)的评价计算.

上面模型的缩写说明如下:OM 为光学模型;HF 为 Hauser-Feshbach 公式;PE 为经典预平衡模型;WE 为 Weisskopf-Ewing 公式;FKK 为 Feshbach-Kerman-Koonin 模型^[6];NWY 为 Nishoka-Weidenmueller-Yoshida 模型^[7];TUL 为 Tamura-Udagawa-Lenske 模型^[8];GDH 为 Geometry Dependent Hybrid 模型^[9];CC 为耦合道模型;MSC 为量子多步复合;MSD 为量子多步直接.

由上述简单分析和比对可见,ALICE 可用于高能区(几百个 MeV),在 50 MeV 以下能区由于模型过于简单不适用. CASTHY, TNG 和 STAPRE 只适用于低能区. MINGUS, GNASH 和 EMPIRE II 均采用了量子力学机制的预平衡发射. GNASH, UNF 程序考虑了反冲核效应. 只有 ALICE, MINGUS, GNASH 3 个程序中考虑了两次或两次以上的预平衡发射. MINGUS, GNASH 中采用了耦合道理论,即变形核光学模型(使用 ECIS 程序),EMPIRE II 中计划也采用变形核光学模型(使用 ECIS 程序). 下面介绍核模型方法近年来几个方面的进展.

2.1 量子多步复合(MSC)和多步直接(MSD)研究进展

(1) MSC 中非束缚态 P 和束缚态 Q 空间耦合效应的考虑^[10]

在 FKK 理论框架下对于给定 γ 反应道的能谱而言,多步统计复合核过程的表达式为

$$\frac{d\sigma_\gamma}{d\epsilon} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{n=1}^r \sum_{\nu=n}^{n+1} \frac{\langle \rho_\nu^*(E - \epsilon - B_\gamma) \Gamma_n^{+\nu}(E - \epsilon - B_\gamma) \rangle}{\Gamma_n} \left\{ \prod_{i=1}^{n-1} \frac{\Gamma_i^+}{\Gamma_i} \right\} \frac{2\pi\Gamma_1^{(+)}}{D_1} \quad (1)$$

这里 γ 为发射粒子的类型, ϵ 为其能量, B_γ 为其结合能, E 为系统的激发能, n 为反应阶段数, ν 为 n 阶段发射粒子与 P 空间的耦合模式, Γ_i^+ 为第 i 阶段向第 $i+1$ 阶段跃迁的平均宽度, $\Gamma_n^{+\nu}$ 为 n 阶段、 ν 模式、发射 γ 粒子的衰变宽度, Γ_i 为 i 阶段总衰变宽度, r 为达到统计平衡的反应阶段数, $\rho_\nu^*(U = E - \epsilon - B_\gamma)$ 为 n 阶段、 ν 模式、发射 γ 粒子后剩余核的能级密度, 这里 $\langle \dots \rangle$ 指对出射道 γ 状态的平均.

由上式可见, $2\pi\Gamma_1^{(+)}/D_1$ 为门口态形成的强度函数, 相当于复合系统的形成几率. $\langle \dots \rangle/\Gamma_i$ 因子为平均的发射粒子 γ 、能量为 ϵ 的几率, $\{ \dots \}$ 因子为直接趋向于 n 阶段的几率.

实际上这里只考虑了 $\mathcal{F}_n^{MSC} = \mathcal{F}^Q$ 的情况, 对应的 P, Q 空间的跃迁如图1(a)所示. 而实际的过程除了 \mathcal{F}^Q 之外还应有 $\mathcal{F}^{PQ}, \mathcal{F}^{QP}, \mathcal{F}^{PQP}$ 过程(分别对应于图1中(b),(c),(d)所示), 即有

$$\mathcal{F}_n^{MSC} = \mathcal{F}^Q + \mathcal{F}^{PQ} + \mathcal{F}^{QP} + \mathcal{F}^{PQP} \quad (2)$$

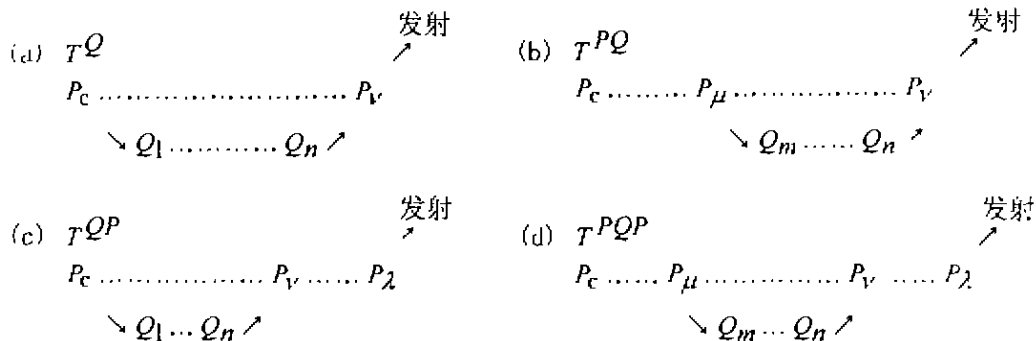


图1 MSC 过程示意图

因此跃迁矩阵元模的平方平均值应示为

$$\langle |\mathcal{F}_{ii}^{MSC}|^2 \rangle = \sum_{n=1}^r \langle |\mathcal{F}_{ii}^{nQ}|^2 \rangle + \sum_{m=1}^r \langle |\mathcal{F}_{ii}^{mQ}|^2 \rangle + \sum_{n=1}^r \langle |\mathcal{F}_{ii}^{nQP}|^2 \rangle + \sum_{m=1}^r \langle |\mathcal{F}_{ii}^{mQP}|^2 \rangle, \quad (3)$$

在不考虑自旋的情况下,有

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{\pi}{k^2} \sum_J (2J+1) \sum_{\mu=0}^r \sum_{m=\mu-1}^{\mu+1} \sum_{n=\nu-\mu-1}^{\mu+1} \sum_{l=\nu}^r \sum_l \frac{\langle \Gamma_n^{l\nu\omega}(E-\epsilon-B_l) \rangle \left\{ \prod_{k=m}^{n-1} \frac{\Gamma_{kl}^l}{\Gamma_{kl}} \right\} 2\pi\Gamma_{\mu}^{l\nu}}{\langle \Gamma_n \rangle D_{\mu}}, \quad (4)$$

这里 J 为复合核系统总角动量, l 为发射粒子的轨道角动量, $\langle \Gamma_n^{l\nu\omega}(E-\epsilon-B_l) \rangle$ 为 n 阶段发射宽度, $\langle \Gamma_n \rangle$ 为 n 阶段总发射宽度, $\{\dots\}$ 为直接趋于 n 阶段的几率, $2\pi\Gamma_{\mu}^{l\nu}/D_{\mu}$ 为从 μ 阶段进入 Q 空间的强度函数.

P, Q 空间的上述物理考虑是合理的, 对实际计算结果的影响是减弱了多步复合过程的贡献, 而增强了复合核过程的粒子发射.

(2) 双费米子(区分中子、质子)和 FKK 量子多步直接过程理论^[11]

FKK 多步直接过程双微分截面一般表示为^[5, 12]

$$\frac{d^2\sigma(k_1, k_1)}{d\epsilon_1 d\Omega_1} = \sum_{\nu} \sum_{m=\nu-1, \nu+1} \int = \frac{dk_1}{(2\pi)^3} \dots \int \frac{dk_{\nu}}{(2\pi)^3} \left\{ \frac{dW_{\nu\nu}^{\nu}(k_1, k_{\nu})}{d\epsilon_{\nu} d\Omega_{\nu}} \right\} \dots \left\{ \frac{dW_{\nu, \nu-1}(k_{\nu}, k_{\nu-1})}{d\epsilon_{\nu} d\Omega_{\nu}} \right\} \dots \left\{ \frac{dW_{2,1}(k_2, k_1)}{d\epsilon_2 d\Omega_2} \right\} \frac{d\sigma_{1i}(k_1, k_1)}{d\epsilon_1 d\Omega_1}, \quad (5)$$

其中 ν 表示开道子空间 P_{ν} , m 表示发射粒子的模式, $m=\nu\pm 1$ 表示通过 $P_{\nu\pm 1}$ 阶段状态发射粒子.

单位时间双微分跃迁几率可表示为

$$\frac{dW_{\nu, \nu-1}(k_{\nu}, k_{\nu-1})}{d\epsilon_{\nu} d\Omega_{\nu}} = 2\pi^2 \rho(k_{\nu}) \rho_{\nu}(U_{\nu}) |\nu_{\nu, \nu-1}(k_{\nu}, k_{\nu-1})|^2, \quad (6)$$

其中 $\nu_{\nu, \nu-1}(k_{\nu}, k_{\nu-1})$ 为剩余相互作用在 $(\mu-1)$ 和 μ 阶段引起粒子动量从 $k_{\nu-1}$ 变到 k_{ν} 的平均跃迁矩阵元, 可由扭曲波玻恩近似(DWBA)计算给出. $\rho(k_{\nu})$ 为连续区动量为 k_{ν} 的粒子的能级密度, $\rho_{\nu}(U_{\nu})$ 为 μ

阶段剩余激发能为 U_{ν} 的能级密度. (5) 式中的 $\frac{d\sigma_{1i}(k_1, k_1)}{d\epsilon_1 d\Omega_1}$ 是入射粒子动量为 k_1 、出射粒子动量为 k_1 、剩余核能量为 $U_1 = E - E_1$ 的跃迁双微分截面 (E_1 为出射粒子结合能与动能之和), 它可由 DWBA 方法计算给出.

Koning 等^[11]给出了双费米子量子多步直接过程理论. 此时, MSD 双微分截面可以用一步和多步过程结果的无相干求和表示(由无规位相近似保证), 即有

$$\frac{d^2\sigma_{j-1}(E, \Omega \leftarrow E_0, \Omega_0)}{dEd\Omega} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{d^2\sigma_{j-1}^{(n)}(E, \Omega \leftarrow E_0, \Omega_0)}{dEd\Omega}, \quad (7)$$

这里 E_0, Ω_0, i 和 E, Ω, j 分别表示入射和出射核子的能量、角度和类型. 式中的各项可由标准的 DWBA 理论计算得到.

两分量一步过程 MSD 截面可由一个带有权重的跃迁到一个粒子-空穴态 μ 上的 DWBA 跃迁矩阵元模的平方和表示, 即有

$$\frac{d^2\sigma_{j-1}^{(1)}(E, \Omega \leftarrow E_0, \Omega_0)}{dEd\Omega} = \frac{m^2}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k}{k_0} \sum_{\mu} \rho_{\mu}(p_{\pi}, h_{\pi}, p_{\nu}, h_{\nu}, E_r) \cdot |\langle \chi_i^{(-)}(E, \Omega) | \langle \mu(p_{\pi}, h_{\pi}, p_{\nu}, h_{\nu}) \cdot |\nu|0\rangle | \chi_i^{(+)}(E_0, \Omega_0) \rangle|^2, \quad (8)$$

这里 k_0, k 为初、末态的动量, m 为核子的折合质量. 并有

$$E_r = E_0 - E + Q, \quad (9)$$

这里 E_r 为剩余激发能.

扭曲波 χ 是光学势下满足薛定谔方程的本征波函数. 不同的 $(p_{\pi}, h_{\pi}, p_{\nu}, h_{\nu})$ 表示一种可能激发的粒子-空穴核态, (p_{ν}, h_{ν}) 为质子粒子数和空穴数, (p_{π}, h_{π}) 为中子粒子数和空穴数. 核子-核子有效相互作用 ν 有 $\nu_{\pi\pi}, \nu_{\nu\nu} (= \nu_{\pi\nu}), \nu_{\nu\pi}$, 即质子-质子、质子-中子(中子-质子)和中子-中子有效相互作用. ρ_{μ} 为所有可能激发的 $(1p1h)$ 粒子-空穴核态的分布函数, 可由微观方法或粒子-空穴态密度计算给出. 它的物理意义为: 其分布宽度表示核内核子残余相互作用的大小. 每一粒子、空穴核态对真实核态的贡献

由核态能量 E_0 处的 ρ_μ 值本身表示.

一步过程中的粒子、空穴核态 $(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu)$ 可能有 $(1, 0, 0, 1), (1, 1, 0, 0), (0, 0, 1, 1)$ 和 $(0, 1, 1, 0)$ 4 种可能. (8) 式中对 μ 的求和由电荷守恒对粒子、空穴核态激发限制确定.

两步过程中的粒子、空穴核态 $(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu)$ 可能有 $(1, 1, 1, 1), (2, 2, 0, 0), (0, 0, 2, 2), (2, 1, 0, 1), (0, 1, 2, 1), (1, 0, 1, 2)$ 和 $(1, 2, 1, 0)$ 7 种可能.

两步过程双微分截面可以写为

$$\begin{aligned} & \frac{d^2\sigma_{j_1}^{(2)}(E, \Omega \leftarrow E_0, \Omega_0)}{dE d\Omega} \\ &= \frac{2m^5}{(2\pi)^6 \hbar^5 c} \frac{k}{k_0} 2\pi^2 \sum_{t_1=\pi, \nu} \sum_{\mu} \int d\Omega \cdot \\ & \int dE_1 E_1 \rho_\mu(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, E_x'') \cdot \\ & \rho_\mu(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, E_x') \cdot \\ & |\langle \bar{\chi}_i^{t_1-1}(E, \Omega) | \langle \mu' (p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu) | \nu \rangle | 0 \rangle \\ & |\bar{\chi}_i^{t_1+1}(E_1, \Omega_1) \rangle|^2 |\langle \bar{\chi}_i^{t_1-1}(E_1, \Omega_1) | \langle \mu \cdot \\ & (p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu) | \nu \rangle | 0 \rangle \langle \bar{\chi}_i^{t_1+1}(E_0, \Omega_0) \rangle|^2, \end{aligned} \quad (10)$$

这里 $\bar{\chi}$ 表示两步过程中对相应能量的平均, E_1 和 Ω_1 为中间能量和方向, 并有:

$$\begin{aligned} E_x' &= E_0 - E_1 + Q_1, \\ E_x'' &= E_1 - E + Q_2. \end{aligned}$$

这里 Q_1 和 Q_2 为相应反应阶段的反应能. 对 t_1 的求和为包括质子和中子所有可能的中间态求和.

对 n 步过程有

$$\begin{aligned} & \frac{d^2\sigma_{j_1}^{(n)}(E, \Omega \leftarrow E_0, \Omega_0)}{dE d\Omega} \\ &= \frac{m^2}{4\pi^2 \hbar^2} \sum_{t_{n-1}=\pi, \nu} \int d\Omega_{n-1} \int dE_{n-1} E_{n-1} \cdot \\ & \frac{d^2\sigma_{j_1}^{(n-1)}(E, \Omega \leftarrow E_{n-1}, \Omega_{n-1})}{dE d\Omega} \cdot \\ & \frac{d^2\sigma_{j_1}^{(n-1)}(E_{n-1}, \Omega_{n-1} \leftarrow E_0, \Omega_0)}{dE_1 d\Omega_1}. \end{aligned} \quad (11)$$

原则上讲, 理论计算的总反应截面应该与实验测量的总反应截面相符, 并有

$$\sigma_t = \sigma_d + \sigma_{MSD} + \sigma_{MSC} + \sigma_c,$$

σ_t 为总反应截面, σ_d 为直接反应截面, σ_{MSD} 和 σ_{MSC}

分别为量子预平衡多步直接和多步复合的反应截面, σ_c 为复合核反应截面.

上述理论计算与实验比较可以得到比较满意的结果, 不过仅适合于核子引起反应的情况, 适用能量范围 ≤ 200 MeV.

2.2 能级密度问题

能级密度和态密度是统计模型和预平衡模型应用中的关键因素. 近年来在能级密度微观描述^[13,14]和粒子-空穴态密度^[15]计算方面都有新的进展. 下面简单介绍文献[15]中粒子-空穴态密度计算方面的工作. 在推广独立粒子模型中, 他们给出了任意单粒子能级密度情况下双费米子粒子-空穴态密度的一般解析表达式, 在等间距近似下给出了直到几百个 MeV 范围内的双费米子粒子-空穴态密度的精确计算公式. 激发能为 U , 包括 N_1 个质子、 N_2 个质子空穴、 N_3 个中子、 N_4 个中子空穴的态密度为

$$\begin{aligned} \omega N(U) &= \frac{g_1^{N_1} g_2^{N_2} g_3^{N_3} g_4^{N_4}}{N_1! N_2! N_3! N_4!} \sum_{i=0}^{N_1} \sum_{j=0}^{N_2} \sum_{k=0}^{N_3} \sum_{l=0}^{N_4} \\ & (-1)^{i+j+k+l} \begin{bmatrix} N_1 \\ i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_2 \\ j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_3 \\ k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_4 \\ l \end{bmatrix} \Theta(U_{j\mu} - B) \left[\sum_{m=0}^D E_{\Sigma m}^N \frac{U_{j\mu}^{(M-2m-1)}}{(M-2m-1)!} \right], \end{aligned} \quad (12)$$

式中 $D = E[(M-1)/2]$, 并有:

$$\begin{aligned} U_{j\mu} &= U - \frac{N_1^2 + N_1}{4g_1} - \frac{N_2^2 - 3N_2}{4g_2} - \\ & \frac{N_3^2 + N_3}{4g_3} - \frac{N_4^2 - 3N_4}{4g_4} - \\ & i \frac{J_1}{g_1} - j \frac{J_2}{g_2} - k \frac{J_3}{g_3} - l \frac{J_4}{g_4}, \\ B &= \frac{N_1^2 + N_1}{4g_1} + \frac{N_2^2 + N_2}{4g_2} + \\ & \frac{N_3^2 + N_3}{4g_3} + \frac{N_4^2 + N_4}{4g_4}. \end{aligned} \quad (13)$$

计算中做了两种近似: (1) $J_k = I_k$; (2) $J_k = I_k - (N_k - 1)/2$. 这里 $I_2 = Z, I_4 = N, I_1$ 和 I_3 为无穷大(非束缚态)或质子和中子能级图上最后一个束缚态的标号, $E[(M-1)/2]$ 表示 $[(M-1)/2]$ 的取整, 并有 $M = N_1 + N_2 + N_3 + N_4, \Theta$ 为阶梯函数. 修正项 $E_{\Sigma m}^N$ 表示为

$$E_{2m}^N = \sum_{i=1}^m D_{2m-2i}(N_1, N_2) \cdot D_{2i}(N_3, N_4) \quad (E_0^N = 1), \quad (14)$$

并有

$$E_{2k}(N_1, N_j) = \sum_{d=0}^k \frac{C_{2k-2d}(N_1)C_{2d}(N_j)}{g_1^{2k-2d}g_j^{2d}}. \quad (15)$$

关于系数 $C_{2k}(N)$ 的计算详见文献[15]的附录 B 和 C. g_1^N , g_2^N , g_3^N 和 g_4^N 分别为 N_1 个质子、 N_2 个质子空穴、 N_3 个中子和 N_4 个中子空穴的单粒子能级密度.

顺便指出, 在等间距粒子-空穴态密度更细致的描述中, Harangozo 等[16]作出了关于单粒子能级密度依赖于能量的修正.

2.3 散裂反应模型(200 MeV—GeV)

通常散裂反应模型由两步核反应机制组成, 即首先是核内核子级联过程(INC), 然后是蒸发. 由于核内核子的 de Broglie 波长远小于其平均自由程, 核内核子级联模型可以看作是一系列的核内独立的核子-核子的碰撞过程, 这是一个快过程(≈ 30 fm/c). 级联反应后剩余核被热化, 并通过统计蒸发模型发射粒子或裂变来退激, 这是一个慢过程(\approx 几百个 fm/c). INC 模型适用于平均场动力学效应可忽略的情况. 还有更复杂的模拟方法, 如 BUU, QMD 和 BNV[17]等可以描述平均场动力学效应和核物质状态方程的效应. 在 INC 模型中, 相

对讲只有为数不多的粒子发射, 因此靶核平均场和核密度均可视为不变, 每两次碰撞之间通常采用直线轨道近似, 可以使用自由核子-核子碰撞的散射截面、考虑核子-核子非弹性碰撞而产生的 π 介子的发射和核子-核子碰撞过程的 Pauli 阻塞效应. 可用的 INC 模型程序有 Bertini[18], Yariv 等[19] 和 Cugnon 等[20]的, 这些程序对介质、级联传播、碰撞标准、终止标准、核表面的质量分布以及 Pauli 阻塞效应的考虑等均有不同之处. 近年来, Cugnon 等[20]的工作还给出了统计蒸发模型之前进行的由预平衡发射模型的三步核反应机制组成的散裂反应描述. 标准的 Liege INC 模型[20-22]给出的核子引起散裂反应的中子双微分截面等与实验值符合较好. 值得改进的方面包括: 核子-核子碰撞截面介质效应、复杂粒子(d, t, α 等)的发射和原子核表面的折射效应等.

2.4 放射性束物理及相应模型参数的研究

80 年代末出现了放射性核束, 使核反应探针在核素图上从稳定核素发展到不稳定核素[24-26]. 通过放射性核束引起的核反应, 人们不仅可以了解现有模型和理论的可靠性与局限性, 而且也可以研究和理解远离 β 稳定线核素的结构和特征以及相应核反应机制和模型参数的特殊性. 这是我们面临的新课题. 我们应该关注这方面新的实验工作和开展相应核反应机制及模型参数研究的理论工作.

参 考 文 献:

- [1] Leray S. Nuclear Data at High Energy: Experiment, theory and applications(SMR/1220-18)[C]. Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors: Physics, Design and Safety, Trieste Italy, April 2000.
- [2] Ignatyuk A V. Nuclear Data and Nuclear Models in 21st Century(SMR/1220-19)[C]. Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors: Physics, Design and Safety, Trieste, Italy, April 2000.
- [3] Larson N M. Resonance Parameter Analysis with SAMMY (SMR/1220-8)[C]. Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors: Physics, Design and Safety, Trieste, Italy, April 2000.
- [4] Herman M. Statistical Theory of Nuclear Reactions[C]. Proc of the Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors: Physics, Design and Safety, Feb - March 1998. In: Oblozinsky P, Gandini A. ed. Trieste, Italy.
- [5] Carlson B V. The Optical Model and ECIS95(SMR/1220-4)[C]. Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors: Physics, Design and Safety, Trieste, Italy, April 2000.
- [6] Feshbach H, Kerman A, Koonin S. The Statistical Theory of Multi-step Compound and Direct Reactions[J]. Ann Phys (NY), 1960, 125: 429-476.
- [7] Nishitoka H, Weidenmuller H A, Yoshida S. Statistical Theory of Precompound Reactions: The multistep direct process[J]. Ann Phys (NY), 1988, 183: 166-187.
- [8] Tamura T, Udagawa T, Lenske H. Multi-step Direct Reaction Analysis of Continuum Spectra in Reactions Induced by Light Ions[J]. Phys Rev C, 1982, 26: 379-404.
- [9] Blann M. Importance of the Nuclear Density Distribution on Pre-equilibrium Decay[J]. Phys Rev Lett, 1972, 28: 757-

- 759.
- [10] Arbanas G, Chadwick M B, Dietrich F S, *et al.* Linking of Direct and Compound Chains in Multistep Nuclear Reactions [J]. *Phys Rev C*, 1995, 51: 3R1 078–3R1 082.
- [11] Koning A J, Chadwick M B. Microscopic Two-component Multistep Direct Theory for Continuum Nuclear Reactions [J]. *Phys Rev C*, 1997, 56: 2 970–2 994.
- [12] Feshbach H. Energy Averaging and the Statistical Multistep Direct Process [J]. *Ann Phys (NY)*, 1985, 159: 150–156.
- [13] Agrawal B K, Samaddar S K, Ansari A, *et al.* Influence of Pairing Correlations on the Excitation Energy, Angular Momentum, and Parity Dependence of Nuclear Level Densities [J]. *Phys Rev C*, 1999, 59: 63 109–63 119.
- [14] De J N, Shlomo S, Samaddar S K. Level Density Parameter in a Refined Thomas-Fermi Theory [J]. *Phys Rev C*, 1998, 57: 31 398–31 403.
- [15] Hilaire S, Delaroche J P, Koning A J. Generalized Particle-hole State Densities within the Equidistant Spacing Model [J]. *Nucl Phys A*, 1998, 632: 417–441.
- [16] Harangozo A, Stetcu I, Avrigeanu, *et al.* Particle-hole State Densities with Nonequidistant Single-particle Levels [J]. *Phys Rev C*, 1998, 58(1): 1 295–1 306.
- [17] Soyeur M, Flocard H, Tamain B, *et al.* Nuclear Matter and Heavy Ion Collisions [M]. NATO ASI Series B Phys., Plenum Press, New York-London, 1989, 205.
- [18] Bertini H W. Low-energy Intranuclear Cascade Calculation [J]. *Phys Rev*, 1963, 131: 1 804–1 811.
- [19] Yariv Y, Fraenkel Z. Intranuclear Cascade Calculation of High Energy Heavy-ion Interactions [J]. *Phys Rev C*, 1979, 20(6): 2 227–2 243.
- [20] Cugnon J, Volant C, Vuillier S. Improved Intranuclear Cascade Model for Nucleon-nucleus Interactions [J]. *Nucl Phys A*, 1997, 620: 475–509.
- [21] Cugnon J. Proton-nucleus Interaction at High Energy [J]. *Nucl Phys A*, 1986, 462: 751–780.
- [22] Cugnon J, Lemaire M C. Medium Effects in Pion Production [J]. *Nucl Phys A*, 1988, 489: 781–802.
- [23] Pienkowski L, Böhlen H G, Cugnon J, *et al.* Hot Nuclei in Reactions Induced by 475 MeV, 2 GeV ¹²C and 2 GeV ¹⁶O [J]. *Phys Lett B*, 1994, 336: 147–151.
- [24] 冯军, 沈文庆, 王建松. 放射性核束引起的奇异核反应研究 [J]. *原子核物理评论*, 1997, 14(1): 27–33.
- [25] 陈奋策, 陈宝秋. 质子晕研究的新进展 [J]. *原子核物理评论*, 2000, 17(2): 82–86.
- [26] 张焕乔. 超重核合成的新进展 [J]. *原子核物理评论*, 1999, 16(3): 192–196.

Nuclear Data and Nuclear Model Methods

WANG Shu-nuan

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

Abstract: Developing nuclear data needs towards to sustainable development on fission reactor design and many nuclear applications out the field of fission reactor technology that are growing economic significance and that have substantial data requirements are introduced. International standard codes used in nuclear data evaluation and calculation are presented and compared with each other. Generally speaking, three rather wide groups of nuclear reaction models used usually are also described. They are the formal theories of resonance reactions, generalized statistical models including fission, pre-equilibrium and direct processes and combined with the optical model, and the intra-nuclear cascade models. Recent progress of these nuclear reaction theories are given briefly, specially the recent progress of multi-step compound and direct and state density are introduced in more detail.

Key words: nuclear data; standard code; nuclear reaction theory