核物理

# 轻粒子前平衡发射的研究

吴　国　华

本文简介重离子核反应中轻粒子前平衡发射的研究概况，主要介绍激子模型的基本概念、发展概况、和当前正在研究的一些方面，以及我们在这方面所做的一些工作。

## 一、引言

核反应理论研究最初只是研究两个极端的情况：直接反应过程（快过程，时间尺度约$10^{-22}$sec）和复合核反应过程（慢过程，$\sim10^{-19}$sec）。

1935年奥本海默(Obenhamer)提出直接反应模型，用于核结构方面的研究，如单粒子激发、壳层结构、谱因子等。后来也用于核反应机制的研究，如单核子转移、双核子转移、结团转移等。在直接反应理论中，角动量的作用是十分重要的。直接反应理论主要是采用玻恩（Bohn）近似：一种迭代微扰的数理方法，根据迭代初始波函数的取法不同，可以分为平面波玻恩近似(PWBA)、扭曲波玻恩近似（DWBA）和耦合道玻恩近似（CCBA)。根据计算六重积分的两种不同的近似方法又可以分为零力程（ZR）和有限力程(FR)近似，ZR适用于轻粒子引起的反应，而重离子引起的反应中必须考虑反冲效应，要用精确有限程扭曲波玻恩近似(EFR-DWBA)。在更高能量的重离子反应中并非一次过程(一次过程的直接反应理论只反映门坎态(doorway state)的衰变),必须用多步直接反应理论，相当于从门坎态向前平衡的深层阶段逼近。直接反应理论的发展趋势是以多级玻恩近似描述核反应的各中间阶段乃至它的全过程。

另一个较早提出的是复合核模型，也称统计理论，更严格说是平衡态统计理论，就其发展历史可以分五个重要阶段：(1)1936年，N. Bohr提出入射炮弹和靶形成一个完全达到统计平衡的复合核，已经失去了记忆。它的衰变与形成无关，这就是所谓玻尔独立假设：不同入射道所形成的具有相同$E^*$和A，Z的复合核其衰变规律都相同；(2)1937年，Weisskopf提出核反应的蒸发模型；(3)50年代初Hauser-Feshbach复合核统计理论；(4)60年代初Moldauer引入统计涨落修正，70年代Weidenmüller et. al. 在H-F理论中加上直接反应的修正；(5)80年代Feshbach等人提出了多步复合核反应理论，它包含了平衡衰变和前平衡衰变。平衡衰变即H-F理论，是建立在Bohr独立假设上的，前平衡衰变突破了独立假设，改为马尔科夫链式假设(Markov chain)。有人认为多步复合核统计理论体现了复合核统计理论的现代水平。

核反应的蒸发模型相当成功地描述了低能核反应，能谱形状是马克斯韦尔分布，角分布在质心系是90°对称的。当入射能量增高时，核反应动力学将有质的区别。实验上发现许多反应中出射轻粒子的能谱不能用马克斯韦尔谱形来拟合，带有高能尾巴，角分布前角成峰，并且(n，p)、(n，$\alpha$)等反应截面远大于蒸发模型所预言的结果，这些都意味着有非复合核反应的成份存在。为了研究高激发核的特性与反应机制，1966年J. J. Griffin[1]提出了激子模型，后来M. Blann，Gadioli等人又加以发展，描写从反应的初始阶段向平衡态发展的过程。前平衡过程是

相当普遍的现象，从粒子速度接近光速直到每核子能量为6MeV。从1966年到现在，激子模型有了很大的发展，成功地描述了激发能从20MeV—100MeV的核反应。开始只能计算出射核子的角度积分的能谱。1975年，G. Mantzouranis等人[2]区分快粒子和其它粒子，在占据几率中给出了包含$\Omega$的推广的主方程，但他们只能用数值求解的方法来解，相当繁杂。1980年，J. M. Akkermans等人[3]导出了推广主方程的解析解，大大简化了计算，并可以同时计算能谱和角分布。在他的方法基础上，我们做了六方面的工作，对初激子数$n_0$和复杂粒子出射几率等进行了研究，提出了一些新的想法。

## 二、激子模型的基本概念、理论、公式

激子模型的基本假设有三条：（1）在反应的开始阶段激发能只在少数自由度上分配；（2）复合系统的发展是通过一系列的二体相互作用；（3）所有能量上允许的复合系统态的占据几率相等。入射炮弹中的核子与靶内的核子发生碰撞产生粒子空穴对的激发，在费米面上面的粒子(称为粒子)，在费米面下面的空穴(称为空穴)统称激子，这时，复合系统的状态是用激发能E和激子数n来表征的。由于发生粒子与粒子、空穴与空穴、粒子与空穴的散射，从而使系统的状态发生改变，假设同时只有一对激子发生作用，则$\Delta n=0$，$\pm2$。处在费米面以上的粒子当能量高于结合能时，就处于非束缚态，有可能发射出去，这些就是前平衡轻粒子发射。

**(1)粒子空穴态密度**

激子模型的本征态是用粒子空穴态密度$\omega(n, E)$来描述的。$\omega(n, E)$的研究已有许多报导。通常是以统计物理学的观点求約束条件下$n_i$的平均，即在$\varepsilon_i$能级上的平均激子数。态密度公式有多种形式，最早期是不区分中子、质子、粒子、空穴，也不考虑泡利原理，假设单粒子能级是非简并的等间距的，由此导出态密度公式，即Ericson公式

$$\omega(n, E)=\frac{g(gE)^{n-1}}{n!(n-1)!} \qquad (1)$$

其中$n$是激子数，$E$是激发能，$g$是单粒子态密度。如加上泡利原理修正就得到Williams公式

$$\omega(n, E)=\frac{g\left[gE-\frac{1}{4}n(n-1)\right]^{n-1}}{n!(n-1)!} \qquad (2)$$

由于没有区分粒子空穴使$\omega(n, E)$的值过于偏低，所以后来均采用区分粒子空穴的态密度：

Ericson公式

$$\omega(p, h, E)=\frac{g(gE)^{p+h-1}}{p!h!(p+h-1)!} \qquad (3)$$

Williams公式

$$\omega(p, h, E)=\frac{g(gE-Aph)^{p+h-1}}{p!h!(p+h-1)!} \qquad (4)$$

其中$Aph$是考虑泡利原理的修正项

$$Aph=\frac{1}{4}\left[p(p+1)+h(h+1)\right]-\frac{h}{2}$$

$p$是粒子数，$h$是空穴数，激子数$n=p+h$。当区分中子质子时要分别考虑质子的粒子和空穴，中子的粒子和空穴，由此得到相应的态密度公式。也有人正在研究不等距的真实单粒子能级情况下的粒子空穴态密度公式。

**(2)态之间的跃迁几率$\lambda_+$，$\lambda_-$，$\lambda$**

由于粒子空穴之间的相互作用，粒子空穴对的产生和湮灭，使系统的状态发生变化。从(n, E)态到(n+2, E)态的跃迁几率为$\lambda_+(n, E)$，到(n-2, E)态的跃迁几率为$\lambda_-(n, E)$，作用后n不变的几率为$\lambda_0(n, E)$，引入平均的互作用矩阵元的均方值$|M|^2$后得：

$$\lambda_+(n, E)=\frac{\pi}{\hbar}|M|^2\frac{g^3E^2}{n+1} \qquad (5)$$

$$\lambda_{-}(n,\ E)=\frac{\pi}{\hbar}\overline{|M|^2}\,\mathscr{g}ph(n-2)$$

$$\lambda_0(n,\ E)=\frac{\pi}{\hbar}\overline{|M|^2}\,\frac{\mathscr{g}^2E}{n}\{p(p-1)+h(h-1)+4ph\} \tag{7}$$

(6)

严格来说二体互作用矩阵元应该用微观理论来计算，但在大多数工作中采用由实验能谱分析得到的经验公式 $\overline{|M|^2}=KA^{-3}E^{-1}$，$K$是可调参数。也已经发现$\overline{|M|^2}$有壳效应，对效应和奇偶效应。上述经验公式没有反映核结构效应。

**(3)出射粒子几率$\omega_\beta(n,\ \varepsilon)$**

从$(n,\ E)$激子态出射能量为$\varepsilon$的$\beta$粒子的几率为$\omega_\beta(n,\ \varepsilon)$，可以从细緻平衡原理导出。

$$\omega_\beta(n,\ \varepsilon)d\varepsilon=\frac{2s+1}{\pi^2\hbar^3}\mu_\beta\varepsilon\sigma_{inv}(\varepsilon)\frac{\omega(p-p_\beta,\ h,\ U)}{\omega(p,\ h,\ E)}d\varepsilon \tag{8}$$

$\beta$粒子的粒子数$p_\beta$，自旋$s$，约化质量$\mu_\beta$，能量$\varepsilon$，逆截面$\sigma_{inv}(\varepsilon)$(能量为$\varepsilon$的$\beta$粒子与余核形成复合系统的截面)。$\sigma_{inv}(\varepsilon)$可以用光学模型计算，也可以用经验公式计算。公式(8)计算的质子、中子能谱与实验数据有较好的拟合，但计算复杂粒子出射时，如$d$，$t$，$He^3$，$\alpha$等，则还必须包含一个纯组合几率$R_\beta(p)$和经验因子$p_\beta!$。$p_\beta$是出射粒子$\beta$中所含的核子数，$R_\beta(p)$是在具有$p$个粒子的$n$激子态中挑选正确组份的质子数$\pi_\beta$中子数$\gamma_\beta$组成$\beta$粒子的几率。在早期的推导中$R_\beta(p)$并不与组态$i$联系起来($i$是激发到费米面以上的质子数)，也不归一。我们对$R_\beta(p)$进行了研究，使之与$i$组态相联系并且归一[4]。经验因子$p_\beta!$的引入，完全是为了拟合实验数据，是不合理的。后来I. Ribansky等人在公式(8)中加入因子

$$\frac{\omega(p_\beta,\ 0,\ E-U)}{\mathscr{g}}\gamma_\beta R_\beta(p) \tag{9}$$

首次引入了复杂粒子的聚合几率$\gamma_\beta$。这样高能尾巴拟合实验就有所改善，但C. Kalbach批评说在发射几率公式中如果加入因子(9)，则将破坏由复合系统到剩余系统过渡的细緻平衡原理。但是，对于复杂粒子的发射，复合系统果真是直接向剩余系统过渡的吗？我们假设中间经过一些准复合系统的过渡，在区分中子、质子的前提下，从细緻平衡原理证明了发射几率公式中因子

$\left[\dfrac{\omega(\pi_\beta,\ 0,\ \gamma_\beta,\ 0,\ E-U)}{\mathscr{g}\pi,\ \gamma}\gamma_\beta\right]$的存在[5]。$\pi_\beta$，$\gamma_\beta$分别为出射粒子$\beta$中所含的质子数和中子数。

聚合几率$\gamma_\beta$，它的物理意义是指复合系统中的$p_\beta$个激发粒子组合成$\beta$粒子出射的几率。通常$\gamma_\beta$是拟合实验数据的可调参数。从拟合实验提取的$\gamma_\beta$值对于一个给定的核反应是一个常数，事实上$\gamma_\beta$应该是复合系统质量数A、激发能E、出射粒子能量$\varepsilon_\beta$、出射角$\theta_\beta$的复杂函数($\gamma_\beta(A,\ E,\ \varepsilon_\beta,\theta_\beta)$)。由于理论计算的能谱在高能部份总是低于实验数据，所以把$\gamma_\beta$看成是$\varepsilon_\beta$的增量函数是合理的推想。另外，$\varepsilon_\beta$愈大，组成$\beta$粒子的激子所处的能级寿命愈短，宽度愈大，参于贡献给聚合$\beta$粒子的能级数也愈多，$\gamma_\beta$就愈大。基于以上想法我们研究$\gamma_\beta$的能量依赖关系，假设$\gamma_\beta(A,E,\varepsilon_\beta)=\gamma_\beta(A,\ E)\varepsilon_\beta^x$。分析了大量实验数据(18个反应的出射$\alpha$粒子能谱)，得到普适的x＝0.425，计算结果与实验值的比较可以提取$\gamma_\beta(A,\ E)$，从而得到$\gamma_\beta(A,\ E)\sim A$的变化图。对于几个不同反应道形成相同复合核并具有相近的激发能的反应，它们的$\gamma_\beta(A,\ E)$也相近；对于$\alpha$衰变核，$\gamma_\beta(A,\ E)$也较大。这只是经验公式，希望对于没有实验数据可以拟合的反应给出一种预言其能谱形状的方法。严格说需要做核结构微观理论的深入探讨，但目前尚存在不少困难。关于聚合方式也有几种不同的观点：(1)在核内预先形成结团(例如$\alpha$)，假设该结团与核子一样进行散射，产生$\alpha$粒子$\alpha$空穴。这一模式

描述$(p, \alpha)$，$(n, \alpha)$，$(\alpha, \alpha')$反应的能谱有一定程度的成功；(2)在费米面以上的核子并合成$\alpha$粒子，这些核子在能量组态空间是靠近的，处在一定的冲量小球内；(3)费米面上下的核子都可以以不同的几率并合成$\alpha$结团。日本的Yoshida计算了四种几率$f_{40}$，$f_{31}$，$f_{22}$，$f_{13}$，脚标的二个数字分别表示参与并合的在费米面上下的核子数目。这个计算包含18重积分，相当繁杂；(4)准自由散射的方法。这些模式都获得一定的成功，也存在不少问题。

**(4)激子模型主方程和解**

激子模型的状态是用(n, E)来描述的，在t时刻态的占据几率是p(n, E, t)，状态随时间的变化是由于态之间的跃迁和轻粒子的发射。当态的占据几率中不含角度变量时，只能得到总的积分能谱。考虑t时刻状态(n, E)发射粒子方向Ω的态的占据几率为q(n, Ω, t)，就可以得到推广的主方程

$$\frac{d}{dt}q(n, \Omega, t), = \sum_{m=n-2}^{n+2}\int\lambda(m, \Omega'\to n\Omega)q(m\Omega' t)d\Omega' - q(n, \Omega, t)[W(n) + \sum_{m=n-2}^{n+2}\int\lambda(n\Omega\to m\Omega')d\Omega'] \qquad (10)$$

求解的方法是将态占据几率用勒让德多项式展开，得到一组展开系数的微分方程，对时间积分就得到时间积分的主方程，然后可以用矩阵方法求解[3]或者用连分数法求解[4]。

## 三、激子模型正在研究的一些问题

**(1)初激子数$n_0$的研究**

入射炮弹有$p_a$个核子，初激子数常采用$n_0=p_a$，或者$p_a+2$，即原来的入射核子数加上一对粒子空穴。在一些工作中$n_0$是作为可调参数，拟合实验数据提取$n_0$，并引入一些人为的假设。$n_0$对出射粒子的能谱和角分布有重要的影响，是激子模型中的一个关键参数。我们认为入射的$p_a$个核子中可以同时有k对核子发生首次碰撞($k=1-p_a$)，在这k对核子—核子碰撞中可以产生j对粒子空穴($j=1—k$)，所以$n_0$可以是$p_a$，$p_a+2$，$p_a+4$，……$3p_a$，而每一种$n_0$是以一定的几率$h(n_0)$出现的。真实的实验结果应该是每一种$n_0$的微分截面乘以该$n_0$的几率对所有各种可能的$n_0$的求和结果[6]。计算的结果表明，当入射核较轻时($A\leqslant4$)，$\bar{n}_0$接近$p_a+2$值，随着$p_a$的增加，$\bar{n}_0$也就愈偏离开$p_a+2$值。如果对很重的炮弹，用$n_0$的统计性考虑，就要计算很多$n_0$的贡献，势必计算非常费时间。我们对几个不同能量入射的$Ca^{40}+Ca^{40}$，$Ni^{58}+Ni^{58}$反应中出射质子中子$\alpha$粒子的能谱和角分布进行计算，用双中心壳模型，用非绝热耗散动力学理论（DDD理论）来计算两核接近时激发起来的粒子空穴数目作为初始激子数目$n_0$，结果表明$n_0$也是与入射能E有关的，当E增加时$n_0$也增加。目前DDD理论只计算全同核对的对心碰撞，非对称核对的反应也有人正在研究，计算工作量相当大。日本S. Yoshida给出某些核对的初激子数$n_0$的分布函数$p(n_0)$。另外的近期研究是从大量实验数据的拟合中提取$n_0$随A，E的变化规律。

**(2)考虑费米运动和泡利原理限制**

如果被撞的核子处于静止状态，相当于费米球为一个点，费米冲量$p_f\simeq0$；如果入射粒子动能$|\vec{p}|\gg p_f$，相当于高能入射情况，在这两种极端情况下可以忽略费米运动。但通常核内核子并不完全处于静止状态，而入射能量又不太高时应该考虑费米运动和泡利原理的修正。有几种不同的方法正在研究。

**(3)核有限大小与表面效应的修正**

激子模型假设所有能量上允许的态是等几率地被占据的，这就意味着是无限大核物质和无限深的势阱。而实际上核是有限大小的，核表面的影响是重要的。捷克人Gmuca和Ribansky给出考虑表面效应的激子模型公

式。考虑一个有限深的位阱导出态密度公式，同时对跃迁几率$\lambda^{\pm}$也作了相应的修改。入射波在核表面的反射效应将大大影响角分布的形状，定性地说使角分布变得平滑。

**(4)两种成份的激子模型**

激子模型开始不区分中子、质子、粒子、空穴，后来区分粒子、空穴仍不区分中子、质子，再后来也只在态密度和出射几率中区分中子、质子，但是核内态之间的跃迁几率并没有区分中子、质子。1983年捷克Dobes和Bětak考虑了两种成份的泡利主方程，这包含六种互作用，六种跃迁几率，计算相当繁杂，计算结果比一种成份的有改进。但由于采用经验$|M|$值，意义不大，如果能用微观理论严格计算六种相互作用矩阵元，则会更有意义些。

前平衡发射的模型有许多，从不同的角度描述了系统向平衡的过渡过程。火球模型(fireball model)：假设炮弹的一部份或全部与靶核的一部份组成一局部平衡的系统，具有质量数$A_f$，快粒子由这火球发出。火线模型(firestreak model)概念也类似，只不过形成的是一长条形而不是球形，都有局部平衡的概念，因此有火球温度T。有人对此提出怀疑，认为要形成局部平衡的火球必须有无数次核子核子碰撞，而这相当于激子模型中最初几个激子态，正好是快粒子发射的主要贡献者。束缚较松的炮弹与靶核相互作用时破裂出射轻粒子，另一块被靶核吸收形成激发系统，还可以有前平衡轻粒子发射。对中能重离子的破裂过程导致大块物质转移，这多半发生在周边碰撞，所以具有高角动量。能量很高时会出现散裂过程。另外还有运动源模型(单源、双源，三源)，热斑模型，非完全深度非弹性散射，参加者旁观者模型等等。前平衡发射的各种模型是研究核反应机制的有用工具，它有可能联系直接反应、复合核反应和中间过程而成为一个统一的依赖于时间的核反应过程的描述。

**参考文献**

〔1〕 J. J. Grinffin　P. R. L. 17 (1966)478

〔2〕 G. Mantzouranis et. al.　P. L. 57B (1975)220

〔3〕 J. M. Akkermans et. al.　P. R. C22 (1980)73

〔4〕 缪容之等　高能物理与核物理9(1985)95

〔5〕 缪容之等　高能物理与核物理10(1986)82

〔6〕 缪容之等　高能物理与核物理8(1984)740