

S 含量即能延长催化剂的寿命。

AES 与 SAM 不但可以用来研究催化剂中毒的原因,还可用来研究不同的工艺制成的催化剂表面组成与分布特点,以改善催化剂的性质并延长其使用的时间。

仅以上数例,足已可见 AES 与 SAM 在材料研究中的重要性。八十年代, SAM 已发展成为一种多用途探针的组合系统,它具有 SEM、X 射线能谱 (EDX) 和 SAM 三种技术 (例如美国的 PHI 595-SAM)。综合使用这三种技术,可对试样作出更为完整的化学组成及微观形貌的分析。SAM 可确定表面的化学组成以及元素在试样表面的分布状况;EDX 则可提供试样微区成分的体分析。当同时采用惰性离子溅射剥离时, SAM 还可提供元素的深度分布,从而得到试样的三维信息;而 EDX 则能在不剥离表面的情况下分析表面以下的某一体积,得到在表面被剥离后可能产生何种情况的先导信息。SEM 可提供清晰的表面形貌信息,便于确定由 SAM 及 EDX 需进一步研究的特殊部位。这三种技术的综合以及所附的多重分析技术计算机系统 (MACS) 数据处理,可以对材料进行高速度、高灵敏度、高微区的分析。SAM 及

多重技术系统必将在材料研究中得到广泛的应用。

感谢北京大学吴自勤对本文提出宝贵的意见和建议。

参 考 文 献

- [1] P. Auger, *J. Phys. Radium*, **6** (1925), 205.
- [2] J. J. Lander, *Phys. Rev.*, **91** (1953), 1382.
- [3] L. A. Harris, *J. Appl. Phys.*, **39** (1968), 1419.
- [4] P. W. Palmberg et al., *Appl. Phys. Lett.*, **15** (1969), 254.
- [5] 早川,和延等,表面, **12**(1974), 518.
- [6] J. A. Venables, *Philos. Mag.*, **34** (1976), 495.
- [7] 吴自勤,物理, **8**(1979), 440, 532; **9**(1980), 77.
- [8] 伍乃娟等,物理, **6**(1977), 353.
- [9] C. C. Chang, *Characterization of Solid Surface*, Ed. by P. F. Kane and G. B. Larrabee, (1974), 509.
- [10] S. P. Kowalczyk et al., *Phys. Rev. B*, **8** (1973), 2387.
- [11] A. Cros et al., *Surf. Sci.*, **103** (1981), L109—L114.
- [12] A. Cros et al., *Surf. Sci.*, **110** (1981), 471—490.
- [13] PHI, Application Note, No. 8005, (1980).
- [14] W. C. Johnson and R. L. Coble, *J. Amer. Ceram. Soc.*, **61-3**, 4(1978), 110—114.
- [15] 崔国文, R. L. Coble, 硅酸盐学报, **10-1** (1982), 37—44.
- [16] PHI, Application Note, No. 7315, (1974).
- [17] *ibid.*, No. 7502, (1975).

原子核反应和它的模型理论(续)

苏宗涤 萨本豪 周春梅

(中国科学院原子能研究所)

四、复合核反应及核反应的统计理论

光学模型仅解决了反应第一阶段的问题,而 α 被吸收后会有什么情况发生呢? 受激的复合系统怎样衰变呢? 各个衰变道的截面又是多少呢? 反应机制不同处理方法也不同,这里首先讨论复合核反应。

复合核的概念是 N. Bohr^[4]在 1936 年为解释当时观测到的实验现象而首先提出的。如果

α 被靶核吸收并组成一个复合系统,它存在的时间远远超过粒子穿过原子核所用的时间 ($\sim 10^{-22}$ 秒),即这样一个系统就称为复合核。形成复合核后再发生衰变反应就是复合核反应。

复合核的存在从慢中子俘获反应截面所发现的密集而尖锐的共振峰得到了证实。如图 5 所示,在 $n + {}^{232}\text{Th}$ 反应中当 E_n 正好等于复合核 ${}^{233}\text{Th}$ 的一个亚稳激发能级时,中子会被靶核强烈吸收,因而复合核形成的截面特别大,即总截面也特别大。

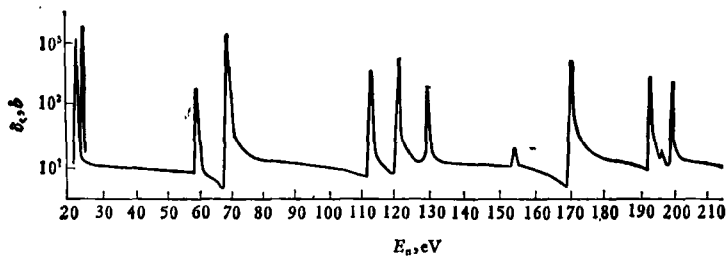


图5 $n + {}^{232}\text{Th}$ 反应总截面 σ 作为中子能量的函数

为了标志共振峰的特征,引入共振峰的半宽度 Γ 及相邻共振峰的间距 D 等量.若复合核能级的宽度为 Γ ,按照测不准关系 $\Gamma\tau = \hbar$,则 Γ 的大小直接给出复合核的寿命 τ .一般而言, $\Gamma \sim \text{eV} - 10^4 \text{eV}$,可估算出 $\tau \sim 10^{-15} - 10^{-18} \text{s}$.它确实比粒子穿过原子核的时间尺度长得多.另外从 D 来看,它比单粒子能级间距小得多.

Bohr 引入复合核的概念是基于原子核作为强相互作用体系来考虑的.当粒子落到核力作用范围内,它和核内的核子发生多次碰撞,多次能量交换,最后达到统计平衡.这时核的激发是很多自由度的激发,运动状态是非常复杂的态.图5中密集而尖锐的共振峰意味着中子进入原子核后,与靶核的大量自由度分享能量,造成非常复杂的运动状态——复合核.

Bohr 进一步假定,核反应能够作为一个两步过程来描写.第一步是形成复合核.随后这个核再衰变,而衰变与复合核的形成无关.或者说当入射粒子与靶核相互作用时形成了名副其实的混乱(统计)运动状态(复合核),而在复合核的往后发展过程中,对它初始形成的记忆可望迅速消失.

除上述特征之外,复合核反应的角分布呈各向同性或 90° 前后对称.在能谱上有麦克斯韦谱的特征,这表明复合核反应发射的主要是低能粒子.此外,这类反应还有其它的一些统计特性,如宽度 Γ 服从自由度 $\nu = 1$ 的 χ^2 -分布(Porter-Thomas 分布), D 服从 Wigner 分布.有关复合核反应的上述特征的论述可参看文献[5—7].Bohr 的复合核概念在核物理的发展史上起了极其重要的作用.它阐明这类反应的基本特征,定性地解释了许多实验现象,又为理

论的发展奠定了基础.

复合核反应大致可分成以下几种情况:有明显共振峰的区域(即 $\Gamma \ll D$),称为共振反应,往往是较低能量的入射粒子引起的核反应.随着 E 的增加,激发曲线已不再呈现共振结构,这是因为共振互相重叠

所致.在此能区可利用它的统计性质,描写反应的平均行为,这就是核反应统计理论.在能量更高的情况下,复合核反应理论已不能很好地解释实验现象,而必须考虑平衡前的发射.有关内容分述如下:

1. 共振核反应

当入射粒子的能量 E 取某些特定的值时,激发曲线呈现尖锐的共振峰,这类反应称为共振反应.共振反应的根本问题就在于用一些基本的共振参数,如共振峰的能量位置 E_λ ,宽度 Γ_λ 等描述第 λ 个共振附近截面随 E 的变化. Breit 和 Wigner 基于复合的概念建立了截面和能量的关系,记为 B-W 公式.为简单起见仅讨论 S 波的散射.将(2.27)式的 S_0 代入(2.19) σ_{el} 中,

$$\sigma_{el} = \pi\lambda^2 \left| 1 - \exp(-2iKR) \frac{f(E) + iKR}{f(E) - iKR} \right|^2 = \pi\lambda^2 |A_{pot} + A_{res}|^2, \quad (4.1)$$

其中

$$A_{pot} = \exp(2iKR) - 1 = 2ie^{iKR} \sin KR, \quad (4.2)$$

$$A_{res} = \frac{-2iKR}{f_R(E) + i[f_I(E) - KR]}. \quad (4.3)$$

因而

$$\sigma_{el} = \pi\lambda^2 \left| 2e^{iKR} \sin KR + \frac{-2KR}{f_R(E) + i[f_I(E) - KR]} \right|^2. \quad (4.4)$$

A_{pot} 与核的内部状态无关,称为势(外)散射振幅,即形状弹性散射部分. A_{res} 与核的内部状态有关,所以称为共振(内)散射振幅.

把 S_0 代入(2.23)式, σ_r 可写为

$$\sigma_r = \pi\lambda^2 \{1 - |S_0|^2\} = \pi\lambda^2 \frac{-4KRf_I(E)}{f_R(E) + [f_I(E) - KR]^2}. \quad (4.5)$$

当 $f_l(E) = 0$ 时, $\sigma_r = 0$. 要使 σ_r 是不为零的正量, $f_l(E)$ 必须是负数. 从 (4.3) 及 (4.5) 式知, 当 E 为特定值 $E_\lambda (\lambda = 1, 2, \dots)$ 时, $f_R(E_\lambda) = 0$, 则 A_{res} 和 σ_r 都有极大值, 这表示在 E_λ 处发生了共振, E_λ 为共振能量. 在 E_λ 附近可把 $f_R(E)$ 用幂级数展开.

$$f_R(E) \approx \left(\frac{df_R(E)}{dE} \right)_{E=E_\lambda} (E - E_\lambda) + \dots,$$

并令

$$\begin{aligned} \Gamma_{\lambda a} &= - \frac{2KR}{\left(\frac{df_R(E)}{dE} \right)_{E=E_\lambda}}, \\ \Gamma_{\lambda r} &= \frac{2f_l(E)}{\left(\frac{df_R(E)}{dE} \right)_{E=E_\lambda}}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

而

$$\Gamma_\lambda = \Gamma_{\lambda a} + \Gamma_{\lambda r}. \quad (4.7)$$

其中 $\Gamma_{\lambda a}$ 是发射 a 粒子 (即入射粒子) 的分宽度, $\Gamma_{\lambda r}$ 是反应分宽度. Γ_λ 是 λ 共振能级的总宽度, 它决定复合核的寿命 (即衰变几率), 则

$$\begin{aligned} \sigma_{cl} &= \pi \lambda^2 \left| 2e^{iKR} \sin KR \right. \\ &\quad \left. + \frac{\Gamma_{\lambda a}}{(E - E_\lambda) + i\Gamma_\lambda/2} \right|^2. \end{aligned} \quad (4.4')$$

在共振能量附近, A_{pot} 相对 A_{res} 是小的, 那么

$$\sigma_{cl} \approx \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_{\lambda a}^2}{(E - E_\lambda)^2 + \Gamma_\lambda^2/4}. \quad (4.8)$$

同样可以得到反应截面:

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_{\lambda a} \Gamma_{\lambda r}}{(E - E_\lambda)^2 + \Gamma_\lambda^2/4}. \quad (4.9)$$

对于其它反应道, 例如 $A(a, b)B$ 反应截面

$$\sigma_{a,b} = \sigma_r \frac{\Gamma_{\lambda b}}{\Gamma_{\lambda r}} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_{\lambda a} \Gamma_{\lambda b}}{(E - E_\lambda)^2 + \Gamma_\lambda^2/4}. \quad (4.10)$$

(4.8) — (4.10) 式就是在 $l = 0$ 情况下得到的单能级的 B-W 公式. 由于反应前后自旋态的统计权重的不同, 尚须乘以统计因子

$$g^J = \frac{2J + 1}{(2i + 1)(2I + 1)}.$$

此外, 当用实验来确定共振能级参量时, 需考虑靶核热运动引起共振的多普勒展宽的影响. 同

物理

时, 还应注意 $l \neq 0$ 的分波所产生的共振.

B-W 公式用一些基本的共振参量如 E_λ , Γ_λ , $\Gamma_{\lambda a}$, $\Gamma_{\lambda b} \dots$ 描述了截面随 E 的变化. 当 $E = E_\lambda$ 时, 发生共振, 截面有极大值. 而当 $E = E_\lambda \pm \Gamma_\lambda/2$ 时, 截面减为一半. 所以 Γ_λ 又称为半宽度.

在共振附近, σ_{cl} 中忽略了 A_{pot} 的贡献. 而在远离共振能量时, A_{pot} 就不应忽略而且比 A_{res} 更重要. 假设 $\Gamma_{\lambda r} = 0$, 且 $A_{res} \ll A_{pot}$, 当 $KR \ll 1$ 时,

$$\sigma_{cl} \approx 4\pi R^2, \quad (4.11)$$

它相当于粒子在半径为 R 的硬球上的弹性散射, 对远离共振的激发曲线提供一个本底. 实际上 A_{pot} 和 A_{res} 之间会产生干涉效应, 并使共振峰两翼不对称, 在 $E < E_\lambda$ 的一侧有一极小值 (见图 6).

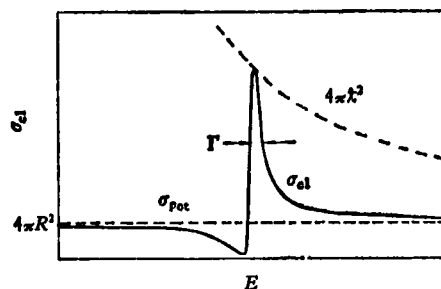


图 6 S 波中子在共振附近的纯弹性散射截面

对共振反应的研究已有几十年的历史了. 由于核工程的需要, 特别是为了精确描述裂变元素的共振截面, 从五十年代末到今天发展了多种实用的多能级公式, 这里不再赘述.

2. 核反应统计理论

比共振更高的能区, 复合核处于高激发态. 由于能级互相重叠, 激发曲线变化平缓. 对于较高激发能的复合核, 可能的开道很多, 并呈现出许多统计特征. 在此能区可以用而且只能用统计的方法处理, 这就是核反应的统计理论. 它和通常的统计物理一样包括三方面的内容: 一是核反应平均性质的描述. 选取反映复合核平均性质的量, 如平均宽度 $\langle \Gamma \rangle$, 平均能级间距 D 等给出平均截面. 二是反应中的涨落问题, 如考虑宽度的涨落对平均截面的修正. 第三方面

的内容是和输运有关的问题。下面将讨论的平衡前发射，重离子深部非弹反应等就属此类问题。

光学模型给出 σ_t ，并分成 σ_{sc} 和 σ_a 。核反应统计理论描写入射粒子被吸收并形成复合核后以什么规律衰变的问题。当确认我们所研究的反应是纯复合核机制而没有被直接反应“污染”（即 $\sigma_a = \sigma^{CN}$ ），那么，统计理论应提供对 σ_a 的分配规律，即复合核各个衰变道的几率是多少。

统计理论的发展已经历了四十多年的历史。早期的蒸发模型比较粗糙。光学模型建立后，发展了较精细的 Hauser-Feshbach 理论^[8]（记为 HF 理论）。今天，这个理论又有一系列新的发展，包括更多的物理内容，更加精确、完善。

对于 $A(a, b)B$ 反应，按照 Bohr 的衰变和形成无关的假定，蒸发模型的平均截面为：

$$\sigma_{a,b} = \sigma^{CN}(a) \Gamma_b / \Gamma. \quad (4.12)$$

其中 $\sigma^{CN}(a)$ 是复合核形成截面， Γ 是复合核的总宽度，显然 $\Gamma = \sum_d \Gamma_d$ 。由上式可见，蒸发模型给出各种反应产物的截面按分支比分配。

上述反应之逆反应 $B(b, a)A$ 的截面是

$$\sigma_{b,a} = \sigma^{CN}(b) \Gamma_a / \Gamma. \quad (4.13)$$

把(4.12)和(4.13)式代入细致平衡公式(2.11)式，容易得到：

$$\Gamma_b \sim \sigma^{CN}(b) E_b. \quad (4.14)$$

复合核由 b 道衰变的几率和由该道形成复合核的截面成比例。下面我们进一步讨论 $A(n, n')A$ 反应的能谱，设中子入射能量为 E_n ，发射能量为 $E'_n \rightarrow E'_n + dE'_n$ 的中子数为 $n(E'_n)dE'_n$ 。它不仅和 $\Gamma_n(E'_n)$ 成正比，也和复合核衰变至激发能为 $\varepsilon (= E_n - E'_n) \rightarrow \varepsilon + d\varepsilon$ 的剩余核的能级数 $\rho(\varepsilon)d\varepsilon$ 成正比，即

$$n(E'_n)dE'_n \sim \Gamma_n(E'_n)\rho(E_n - E'_n)dE'_n. \quad (4.15)$$

其中 $\rho(\varepsilon) = 1/D$ ，称为核能级密度。它是统计理论中的一个重要参量，由它决定复合核发射中子相空间的大小。但是今天有关它的数据知道得并不多。利用公式(4.14)，把 $\sigma^{CN}(b)$ 取成常数， $\rho(E_n - E'_n)$ 用费米气模型，则

$n(E'_n)dE'_n \sim E'_n \exp[2\sqrt{a(E_n - E'_n)}]dE'_n$ ，当 $E'_n \ll E_n$ 时， $2\sqrt{a(E_n - E'_n)} \approx 2\sqrt{aE_n} - \sqrt{a/E_n} E'_n$ ，其中 a 为能级密度参数， $2\sqrt{aE_n}$ 为常数。并令 $T = \sqrt{E_n/a}$ 表示核温度，则

$$n(E'_n)dE'_n \sim E'_n \exp(-E'_n/T), \quad (4.16)$$

它与麦克斯韦分布很相似，所以这种谱通常称为麦克斯韦谱或蒸发谱。

蒸发模型计算简单但较粗糙。早期 $\sigma^{CN}(a) = \pi R_c^2$ ，这是把靶核视为“黑核”的图象。光学模型被引进来计算 σ^{CN} ，不仅改进了它的数值而且丰富了反应图象。蒸发模型的另一个重要缺陷是截面公式中没有考虑角动量、宇称的守恒。五十年代初建立的 HF 理论正好弥补了它的不足，能较细致地描写反应过程，特别是角分布。(2.15)式给出 c 道入射， c' 道的截面为：

$$\sigma_{cc'}^{CN} = \pi k_c^2 \{ \langle |S_{cc'}|^2 \rangle - \langle S_{cc'} \rangle^2 \},$$

困难在于 $S_{cc'}$ 并不知道。往往选取一定的模型，对 $S_{cc'}$ 作些统计假定并能计算上式中出现的平均，那么即可得到复合核反应截面公式：

$$\sigma_{cc'}^{CN} = \pi k_c^2 T_c T_{c'} / \sum_{c''} T_{c''}, \quad (4.17)$$

其中 $\sum_{c''} T_{c''}$ 是对所有可能的开道求和，而公式中的 T_c 可由光学模型计算。还应指出，在推导(4.17)式时曾用 $\langle \Gamma_c \rangle$ 代替 Γ_c ，进一步考虑 Γ_c 的涨落可得到带宽度涨落修正的 HF 公式：

$$\sigma_{cc'}^{CN} = \pi k_c^2 T_c \frac{T_{c'}}{\sum_{c''} T_{c''}} W_{cc'}, \quad (4.18)$$

其中

$$W_{cc'} = \left\langle \frac{\Gamma_c \Gamma_{c'}}{\Gamma} \right\rangle / \left\langle \frac{\Gamma_c}{\Gamma} \right\rangle \left\langle \frac{\Gamma_{c'}}{\Gamma} \right\rangle, \quad (4.19)$$

称为宽度涨落修正因子。利用量 $\Gamma_c / \langle \Gamma_c \rangle$ 服从 Porter-Thomas 分布，可得到 $W_{cc'}$ 。有关的推导可参看文献[9]。宽度涨落修正对截面计算的影响是增大复弹截面而减小其它截面。当 $\sum_c \Gamma_c \rightarrow \infty$ 时 $W_{cc'} \rightarrow 1$ ，即还原为 HF 公式。HF 理论对于计算各种类型的反应截面，分析实验数据是非常有用的。考虑了宽度涨落修正

后；理论值和实验符合得更好。从六十年到七十年代统计理论又有了新的发展。一方面是进一步考虑了能级间的关联^[10]，另一方面是处理同时包括直接作用的理论^[11]还在继续发展中。

3. 预平衡发射

六十年代以来，一些新的实验现象揭示出平衡前发射是重要的。最典型的现象是，能谱的高能端比复合核预计的要大得多；角分布有朝前的趋势。此外，截面值和统计理论有系统的偏离。这些现象启示人们不仅考虑处于统计平衡的复合核有粒子发射，在趋于平衡的过程中也有粒子发射，而且后者发射的粒子保留原入射粒子的“痕迹”。在预平衡发射的理论描述中，激子模型^[12]图象清楚，计算简单。它是用激子数 N 标志反应趋于平衡的中间态，而且认为激子数相同的态是一样的。所谓激子数是指费米面上的粒子数 p 和费米面下的空穴数 h 之和，

$$N = p + h. \quad (4.20)$$

由于核子间的相互作用是两体力，因此在每次碰撞中激子数的改变 $\Delta N = 0, \pm 2$ 。若用 $\lambda_{\Delta N}(N)$ 表示从 N 态向 $N + \Delta N$ 态的跃迁几率，则在趋于统计平衡的初期总认为 $\lambda_{+2}(N) \gg \lambda_{-2}(N)$ ， $\lambda_0(N)$ ，即激子数趋于增加，或趋于复杂态。直到 $\lambda_{+2}(N) \approx \lambda_{-2}(N)$ 就可看成趋于统计平衡了。

令 $P(N, t)$ 表示分布几率，它满足主方程：

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P(N, t) = & \lambda_{+2}(N-2)P(N-2, t) \\ & + \lambda_{-2}(N+2)P(N+2, t) \\ & - [\lambda_{+2}(N) + \lambda_{-2}(N) \\ & + L(N)]P(N, t), \end{aligned} \quad (4.21)$$

其中 $L(N)$ 为发射各种能量的出射粒子的总几率。预平衡发射能量 $E'_n \rightarrow E'_n + dE'_n$ 的总中子数为：

$$\begin{aligned} n^{PBQ}(E'_n) dE'_n = & \sum_N \int_0^{t_{eq}} P(N, t) \\ & \cdot W(N, E'_n) dt dE'_n, \end{aligned} \quad (4.22)$$

其中 t_{eq} 是达到平衡的时间， $W(N, E'_n)$ 是激子数为 N 的中间态发射能量为 E'_n 的中子的几率。

显然

$$L(N) = \int_0^{E_n} W(N, E'_n) dE'_n. \quad (4.23)$$

蒸发模型计算了达到统计平衡的能谱，预平衡又考虑了趋于统计平衡的中间过程出射粒子的能谱。这两部分的贡献之和能改善同实验的符合程度。有关预平衡的研究，近几年来一直比较活跃。

五、直接反应

除了复合核反应之外，实验上还观测到不经过复合核阶段的反应。这类反应是通过入射粒子与靶核中少数核子的直接相互作用完成的，称为直接反应。例如，对于重核当入射粒子能量 $\sim 20 \text{ MeV}$ ，对于轻核在更低的能量就可明显地观测到来自直接反应的贡献。直接反应在其特征上和复合核反应很不相同：角分布有朝前峰；能谱偏离蒸发谱，特别是高能部分大大超过蒸发谱。五十年代初期大量的实验都观测到类似的现象。这表明入射粒子和靶核作用时，把本身的大部分能量传递给靶核中一个或几个核子，而后者还来不及把能量分配给其它核子就由核内发射出来。当入射能量不太高的情况，主要是和靶核表面那些结合最松的核子发生作用，这是表面直接作用。当能量超过 50 MeV ，不仅可以打出靶核表面的核子，而且能把“深处”的核子打出，这是体内直接作用。

最常见的直接反应有下面几种类型：

1. 削裂反应

削裂反应系指入射粒子打到靶核边上，其中一个或几个粒子被靶核俘获而其余粒子继续飞行的反应。显然能引起削裂反应的入射粒子至少由两个核子组成。最常见也是最主要的削裂反应是 (d, p) 和 (d, n) 反应。其它如 (t, p) ， $(^3\text{He}, n)$ ， (α, d) ， (t, n) ， $(^3\text{He}, p)$ 反应等也是削裂反应。不过前者转移一个核子到靶核，而后者有两个核子被转移到靶核。

2. 拾取反应

削裂反应的逆过程是拾取反应，如 (p, d) ，

(n, d), (p, t), (p, α), (d, α) 反应等。这类反应是入射粒子和靶核作用时,从靶核中拉出一个或几个核子与入射粒子结合成一个较重的粒子向外发射出去的反应。拾取还和削裂反应,都是没有通过复合核阶段而发生的,所以属于直接反应。

3. 非弹性散射

入射粒子与靶核作用时,把部分能量交给靶核并使其激发,而入射粒子继续飞行的反应。

4. 敲出反应

它是指入射粒子把部分能量直接交给靶核中的一个或几个核子而使其飞出靶核的反应。此时入射粒子往往被靶核吸收(若入射粒子也逃离靶核,则导致三体反应)。敲出反应与其它直接反应不同,出射粒子中不包含有原入射粒子。

5. 电荷交换反应

最典型的例子是(p, n)和(^3He , t)反应。这类反应在发生相互作用时,似乎并没有交换粒子而只是交换了电荷。

上面我们列举出最常见的直接反应类型。这些反应和复合核反应有着本质上的差别。直接反应发射粒子勿需经过中间复合核态而是立即发射,所以反应时间很短,约为 10^{-22}s 。这和粒子穿过靶核的时间尺度相当。在这样短的时间里,入射粒子只能和靶核内少数核子发生相互作用,因而入射和出射之间有强的关联。更准确地说,直接反应是不经过任何中间态而从初态立即通向末态的反应。虽然直接反应发射的粒子是立即发射的,而复合核要迟一段时间才能发射,这段时间间隔以 10^{-22}s 为尺度是“漫长”的,但对今天最精细的探测装置的分辨时间比较起来仍然非常小。因此,还不能从反应时间上直接区别这两类粒子。但这两类反应的角度分布、能谱的特点很不相同,因而可通过对它们的观测,区分两类反应。

直接反应对核的低激发态的研究有着十分重要的意义。研究核的单粒子态最常用的反应是在满壳的靶核上转移一个核子。如(d, p), (d, n)反应,从入射粒子中转移一个核子(中子

或质子)到满壳核上。从出射粒子分离能谱的观测,得到剩余核的空能级。而(d, p), (n, d), (d, t)等拾取反应和(p, 2p)敲出反应,都是从满壳的靶核中拉出一个核子。因此由出射粒子能谱的观测,给出靶核中填满的能级。无论是空能级或是填满能级,对满壳的靶核而言都是最典型的单粒子激发。又如(t, p), (^3He , n)等类型的双核子转移反应又是研究对关联的有效方法。通过氘核削裂反应角分布的观测,可以得到核能级自旋和宇称的知识。当然,利用核反应研究核结构远不止上面列举的几个方面。

关于直接反应的理论,如在第二节中指出应求解出 $\langle S_{cc'} \rangle$ [参见公式(2.14)]。光学模型只计算 $\langle S_{cc} \rangle$,而且对纯复合核反应来说 $\langle S_{cc'} \rangle = 0$, ($c \neq c'$)。在直接反应中,形式上最简单的就是非弹性散射问题。它的严格理论是耦合道理论。在特定条件下,例如当弹性和非弹性道之间的耦合较弱时,就可用微扰论(即扭曲波玻恩近似 DWBA)来计算。对于其它反应道,例如核子转移反应都看作是弱耦合,因此 DWBA 被广泛地应用。我们这里先介绍耦合道理论,然后以最简单的问题为例,介绍 DWBA 的要点。

为了简单起见,假定所考察的反应仅有弹性和非弹性散射,而不存在其它反应过程。非弹性散射允许能量交换可以使靶核处于各种可能的核态 $\chi_a(\xi)$ 。 $\chi_a(\xi)$ 组成完备正交基,并是靶核内禀 $H(\xi)$ 量的本征态,即

$$H(\xi)\chi_a(\xi) = \epsilon_a\chi_a(\xi), \quad (5.1)$$

其中 ξ 代表所有核坐标。为了使讨论尽可能地简单,我们考虑一个中性无自旋粒子和核的相互作用,对核的激发态 $\chi_a(\xi)$ 也不考虑它的自旋。入射粒子和靶核之间的相互作用为 $V(\mathbf{r}, \xi)$,那么,整个系统的薛定谔方程为

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(\mathbf{r}, \xi) + H(\xi) \right\} \Psi(\mathbf{r}, \xi) = E_c \Psi(\mathbf{r}, \xi). \quad (5.2)$$

由于 $\chi_a(\xi)$ 是完备的,则 $\Psi(\mathbf{r}, \xi) = \sum_{a'} \psi_{a'}(\mathbf{r})$

• $\chi_{\alpha'}(\xi)$ 将它代入(5.2)式,利用(5.1)式,再用 $\chi_{\alpha}^*(\xi)$ 左乘方程(5.2)的两端并对 ξ 积分. 整理后得到

$$\left[\nabla^2 + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E_C - \varepsilon_{\alpha}) \right] \phi_{\alpha}(\mathbf{r}) = \frac{2\mu}{\hbar^2} \sum_{\alpha'} V_{\alpha\alpha'}(\mathbf{r}) \phi_{\alpha'}(\mathbf{r}), \quad (5.3)$$

其中

$$V_{\alpha\alpha'}(\mathbf{r}) = \int \chi_{\alpha}^*(\xi) V(\mathbf{r}, \xi) \chi_{\alpha'}(\xi) d\xi. \quad (5.4)$$

利用通常的分波展开:

$$\phi_{\alpha}(\mathbf{r}) = \sum_{l'm'} \frac{u_{\alpha l'}(r)}{r} Y_{l'm'}(\theta, \varphi). \quad (5.5)$$

将它代入(5.3)式,然后以 $Y_{l'm}^*(\theta, \varphi)$ 左乘方程的两端并对 θ, φ 积分,则其径向方程为

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E_C - \varepsilon_{\alpha}) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right\} u_{\alpha l}(r) = \sum_{\alpha'l'} W_{\alpha l, \alpha'l'}(r) u_{\alpha'l'}(r), \quad (5.6)$$

其中

$$W_{\alpha l, \alpha'l'}(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2} \sum_{m'} \int Y_{l'm}^*(\theta, \varphi) \cdot V_{\alpha\alpha'}(\mathbf{r}) Y_{l'm'}(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (5.7)$$

或

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E_C - \varepsilon_{\alpha}) - \frac{l(l+1)}{r^2} - W_{\alpha l, \alpha l}(r) \right\} u_{\alpha l}(r) = \sum_{\alpha'(\neq \alpha)} \sum_{l'(\neq l)} W_{\alpha l, \alpha'l'}(r) u_{\alpha'l'}(r). \quad (5.8)$$

把它和(3.5)式

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} E_C - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} V(r) \right\} u_l(r) = 0,$$

作比较,物理意义很清楚. 任何一个道 (α, l) 的相对运动径向波函数 $u_{\alpha l}(r)$ 通过 $W_{\alpha l, \alpha'l'}(r)$ 和其它所有可能开道的径向波函数耦合起来,组成一个方程系,这组方程系叫做耦合道方程.

物理

方程(5.8),用不同核态 α 的 $u_{\alpha l}(r)$ 及相应的能量 $E_C - \varepsilon_{\alpha}$ 代替(3.5)式基态的 $u_l(r)$ 及 E_C , 是因为现在允许有能量交换的非弹性道存在,而(3.5)式仅有弹性道. 如果 $V(\mathbf{r}, \xi)$ 和 $H(\xi)$ 都为已知,则上述方程系原则上能对全部波函数求解. 再利用适当的边界条件就能够求解出 $\langle S_{cc'} \rangle$, 从而得到弹性和非弹性散射截面. 但是,在实际应用中,即使大型的计算机,在一个实际能用的时间里能够解的方程式数目也是很有有限的,因此大大限制了它的使用范围. 因此,人们寻找合适的近似解法. 例如,对方程式系采取切断的近似; $V(\mathbf{r}, \xi)$ 取为复势以计及所有没明显考虑的道的效应. 但在许多情况下,我们宁可采用如下的近似,即认为弹性和非弹性道之间是弱耦合,并在此条件下可得到散射矩阵元.

为了简化符号,(5.8)式中的 $(\alpha l), (\alpha'l')$ 在不考虑自旋的情况下,实际上就是道标. 用 c 和 c' 代之,那么(5.8)式又可写成:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E_C - \varepsilon_{\alpha}) - \frac{l(l+1)}{r^2} - W_{cc}(r) \right\} u_c^c(r) = \sum_{c'(\neq c)} W_{cc'}(r) u_c^{c'}(r). \quad (5.9)$$

上式径向波函数 $u_c^c(r)$ 的上标 c 表示以 c 道入射. 那么对于 c' 道入射 ($c' \neq c$), 类似地写成:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E_C - \varepsilon_{\alpha}) - \frac{l(l+1)}{r^2} - W_{c'c}(r) \right\} u_c^{c'}(r) = \sum_{c''(\neq c)} W_{c'c''}(r) u_c^{c''}(r). \quad (5.10)$$

用 $u_c^c(r)$ 乘(5.10)式减去 $u_c^{c'}(r)$ 乘(5.9)式,得

$$\begin{aligned} & u_c^c(r) \frac{d^2}{dr^2} u_c^{c'}(r) - u_c^{c'}(r) \frac{d^2}{dr^2} u_c^c(r) \\ &= u_c^c(r) \sum_{c''(\neq c)} W_{c'c''}(r) u_c^{c''}(r) \\ &= u_c^{c'}(r) \sum_{c''(\neq c)} W_{c'c''}(r) u_c^{c''}(r). \end{aligned}$$

若不同道之间的耦合是弱的,即从一个道入射,再从本道出射的几率远远大于其它道出射的几率, $u_c^c(r) \gg u_c^{c'}$, 则可把上式右端入射和出射道不相同的项都忽略. 方程两端对 r 从 0 到 ∞ 作积分, 方程左端可用分部积分积出

$$\left[u_c^c(r) \frac{d}{dr} u_c^{c'}(r) - u_c^{c'}(r) \frac{d}{dr} u_c^c(r) \right]_0^\infty = \int_0^\infty u_c^c(r) W_{c,c'}(r) u_c^{c'}(r) dr. \quad (5.11)$$

从第二节讨论知, $u_c^c(r)$ 和 $u_c^{c'}(r)$ 在 $r \rightarrow \infty$ 的渐近形式:

$$u_c^c(r) \sim \exp \left[-i \left(K_a r - \frac{l}{2} \pi \right) \right] - S_{cc} \exp \left[i \left(K_a r - \frac{l}{2} \pi \right) \right],$$

$$u_c^{c'}(r) \sim -S_{c'c} \exp \left[i \left(K_a r - \frac{l}{2} \pi \right) \right].$$

将它们代入 (5.11) 式的右端, 则可得

$$S_{c'c} = -\frac{1}{2iK_a} \int_0^\infty u_c^c(r) W_{c,c'} u_c^{c'}(r) dr.$$

写成符合我们习惯的形式, c 道入射 c' 出射的 S 矩阵元,

$$S_{c'c} = -\frac{1}{2iK_a} \int_0^\infty u_c^{c'}(r) W_{c',c} u_c^c(r) dr, \quad (5.12)$$

其中

$$K_a^2 = \frac{2\mu}{\hbar^2} (E_c - \epsilon_a). \quad (5.13)$$

(5.12) 式是在弱耦合近似下的 S 矩阵元. 和 (5.8) 式给出的耦合道方程系比较, 它要简单得多. 它仅和入射道和出射道两个道的相对运动径向波函数及相互作用矩阵元有关. 而 $u_c^c(r)$ 及 $u_c^{c'}(r)$ 可由光学模型计算得到. 上面的结果通常被称为 DWBA. 我们采用上面的推导方法, 可以明显给出它的近似条件. DWBA 还可以从微扰理论更直接地得出来, 这里以一个最简单的问题为例介绍它的要点.

假设要解的问题是

$$(T + V)\Psi = E\Psi, \quad (5.14)$$

令

$$\Psi = e^{iKz} + \Phi, \quad (5.15)$$

其中 e^{iKz} 是在无碰撞发生时沿 z 轴传播的平面波, Φ 是当有反应发生时的散射波, 则

$$(E - T)\Phi = V\Psi. \quad (5.16)$$

其解

$$\Phi = \frac{1}{E - T + i\delta} V\Psi = \frac{1}{a} V\Psi, \quad (5.17)$$

而

$$a = E - T + i\delta, \quad (5.18)$$

可以证明 Φ 确实是 (5.16) 式的解, 而且在 $r \rightarrow \infty$ 时仅有出射波. 把 (5.15) 式的 Ψ 继续代入 (5.17) 式, 那么

$$\Phi = \left(\frac{1}{a} V + \frac{1}{a} V \frac{1}{a} V + \dots \right) e^{iKz}, \quad (5.19)$$

或

$$\Psi = \left(1 + \frac{1}{a} V + \frac{1}{a} V \times \frac{1}{a} V + \dots \right) e^{iKz}. \quad (5.20)$$

从物理图象上, 可以把 (5.20) 看做连续碰撞. 第一项为无碰撞发生的直接通过. 第二项表示一次碰撞, 第三项表示二次碰撞, \dots , $1/a$ 可看做是在碰撞之后粒子继续前进的传播因子. 总的波是各种可能碰撞情况的叠加. 在玻恩近似中, 只取

$$\Psi \approx e^{iKz} + \frac{1}{a} V e^{iKz}. \quad (5.21)$$

既然上式中的第二项仅有出射波, 通过散射波振幅, 可得到反应截面.

例如在 (d, p) 削裂反应中, 以 φ_d 表示氘核内禀波函数, 氘和靶核的相对运动波函数为平面波, 即 Ψ 近似地取为 $e^{iKz}\varphi_d$. 利用它来计算散射振幅, 被称为平面波玻恩近似 (PWBA). 虽然该理论在解释角分布上有一定的成功, 但它本身有很多缺点, 特别是关于极化现象. 实际上相对运动波函数取成平面波是不合理的. 因为氘核会受到靶核的散射, 不再是平面波. 而是一种被扭曲的波, 即 Ψ 取为 $(e^{iKz} + \psi_{sc})\varphi_d$. 它和 PWBA 的差别在于把平面波换成平面波 + 散射波, 所以又叫做扭曲波玻恩近似. 其中 ψ_{sc} 可由光学模型得到. DWBA 是目前在计算

直接反应截面中应用得最广泛的方法。

六、重离子核反应

重离子核反应是近二十年在核物理中发展得最迅速的领域之一。通常指比 ${}^4\text{He}$ 核还重的人射粒子所引起的核反应都属重离子核反应。这类反应,由于入射粒子种类多(从锂核直到铀核),质量大以及荷电高,因而预计能够观测到一些新现象。此外,人工合成同位素特别是寻找超重核和远离 β 稳定线的同位素,重离子核反应在今天已具有决定性的意义。正因为这样,重离子核反应虽然“年轻”,但发展较快。那么,它和传统的核反应相比较有些什么不同呢?

第一,通过入射粒子和靶核的电磁作用引起核的激发称为库仑激发,它是研究原子核低激发态的手段之一。由于重离子的原子序数大,它同靶核的电磁作用比轻粒子强得多。所以,用它引起核的库仑激发比轻粒子要有利得多。

第二,产生核的高激发态的最好方法是形成复合核。对于轻粒子反应,由于直接反应的竞争,高能粒子不易被靶核俘获。而重离子反应虽然总动能很高,但每个核子的能量并不高,在碰撞中较易形成复合核。由它形成的复合核,激发能可达几十MeV,甚至高达一百MeV。

第三,由于重离子的质量大,它的动量、角动量都大。因此,重离子不仅带给复合核很高的能量而且还带给很大的角动量,可高达 $100\hbar$ 。高速旋转的原子核有许多新的性质,它们是七十年代十分活跃的课题。

第四,波长短是重离子反应的又一特点。因为重离子的动量大,按照 $\lambda = \hbar/P$ 的关系,可以看出它的波长短。因而在许多情形下可以作经典和半经典的描述。

下面从经典粒子碰撞的轨道图象,按照相互作用的深浅程度,可将重离子反应进行分类。图7画出各种反应的经典轨道。不同轨道是用入射粒子和靶核之间的碰撞参数 b (也即它们的相对运动轨道角动量 $l = b/\lambda$)标志。

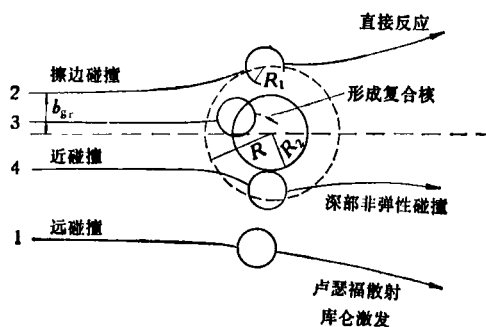


图7 重离子反应随碰撞参数的变化

(1) b 较大如轨道1所示。由于此时只有库仑作用,仅发生卢瑟福散射和库仑激发。

(2) 随着 b 的减小正好落在两个核的核力作用范围内发生擦边碰撞。相应的 b 记为 b_{gr} 。这种反应仅发生在两个核的表面,反应时间较短,属直接反应。可发生弹性、非弹性散射,以及少数核子交换的准弹性散射(见轨道2)。

(3) 当 b 比 b_{gr} 小得多时,入射粒子和靶核融合一体形成各种自由度都达到统计平衡的复合核,如轨道3所示。与此相应的 b 称为临界碰撞参数 b_{cr} 。这类反应又称融合反应。

(4) 在 b_{cr} 和 b_{gr} 之间,见图7轨道4,一种新的反应机制——深部非弹反应(简记为DIS)被观测到。反应时间 $\sim 10^{-20} - 10^{-21}\text{s}$,正好介于直接反应和复合核反应之间。

上述的各种重离子反应均属入射能量不太高的情况下发生的。直接反应和融合反应所观测到的一些基本特征和轻粒子反应类似。重离子直接反应属“快”过程,对入射道有很强的记忆。角分布呈朝前峰;出射碎块的动能、质量数及电荷数等均保持原入射粒子的动能、质量数及电荷数为中心的一个窄的分布,即反应中这些量转移的很少。融合反应的反应时间足够长,使得所有自由度都达到统计平衡,然后再衰变。融合反应蒸发各种轻粒子有蒸发谱的特征。对于质量数超过200的复合核,这时裂变道的竞争非常重要,而且融合裂变其裂变产物是对称的,即峰位在复合核质量的一半之处。当复合核激发能较低时, γ 退激的几率增大,特别是当激发能低于中子分离能和裂变位垒时,级

联 γ 跃迁就成为唯一的衰变方式。高角动量态之间的级联 γ 跃迁也是很有意义的研究工作。目前,对于重离子直接反应和融合反应的理论分析仍沿用轻粒子反应中的标准方法,即利用光学模型,DMBA 及蒸发模型等方法。

重离子 DIS 近十年里吸引了许多核物理工作者。DIS 正好介于非平衡到统计平衡的过渡阶段,可以研究反应中各动力学自由度的弛豫。DIS 一般发生在入射粒子和靶核都比较重 ($A > 40$),每个核子的相对运动动能都超过库仑位垒约 2MeV。由于核相互作用使它们粘连在一起但并没有形成复合核,而后两者又分开。与复合核的不同在于没有完全失去对入射道的记忆(即未完全弛豫)。例如角分布在擦边角有明显的峰。另一方面对完全弛豫的自由度表现有统计特征。这类反应的基本特点是,有相当多的粒子交换。当两核分开后各种质量、电荷的反应产物都有一定的分布几率,实验上观测到反应产物的质量数、电荷数有相当宽的分布;另一方面在 DIS 中还观测到有相当大的部分的相对运动动能、相对运动轨道角动的耗散。所损失的部分变成核的内部激发能和内禀角动量。所以 DIS 又常称为耗散碰撞。为什么在反应中有如此大的动能损失呢?从经典的轨道来看,当 $b \leq b_{gr}$ 时,核力刚发生作用。与此相应的散射角称擦边角。随着 b 的减小,核力作用越来越强。轨道向小角度偏转,最后偏向负角度。负偏转角的粒子与靶核相切的时间长,粒子交换更充分,动能、角动量损失大。

关于 DIS 的理论最近几年虽然有了较大的进展,但尚未臻成熟。为解释动能和角动量的损失,在经典的拉格朗日方程中唯象地引入径向摩擦力和切向摩擦力。为了描写核子的交

换,扩散模型能定性解释具有一定宽度的质量分布和电荷分布。

以上仅简略地介绍了在入射能量 E 不太高的情况下的重离子反应。随着 E 的增大,靶核被打散,这种反应称为散裂反应。当 E 达到相对论性范围(例如每核子能量约 2GeV),又将出现许多新现象,提出许多有意义的课题。

在短短二十年里,一门崭新的学科——重离子物理学有了迅速的发展。它不仅涉及用重离子反应研究原子核(在这方面有许多新现象,涌现出不少激动人心的新课题),而且还包括原子、分子、固体及生物。可以肯定地说,它将为固体物理、材料科学和生物科学等学科和技术领域内的应用开辟广阔的前景。

本文得到孙汉城同志以及储连元、和音同志的关心和帮助,作者谨向他们志谢。在 1981 年 8 月第一次核物理讲习班和 1982 年 5 月第二次核物理讲习班作者都曾用过该讲稿。我们感谢参加这两次讲习班的同志给予我们的热情支持和帮助。在最后定稿时,实际上已经吸取了他们的许多宝贵意见。

参 考 文 献

- [4] N. Bohr, *Nature*, **137** (1936), 344.
- [5] A. 玻尔, B. R. 莫特逊, 原子核结构, 第一卷, 第二分册, 科学出版社, (1976), 197—209.
- [6] P. E. Hodgson, *Nuclear Reaction and Nuclear Structure*, Oxford University Press, 1971.
- [7] 苏宗藻, 原子能科学技术, **6**(1981), 751; **1**(1982), 111.
- [8] W. Hauser and H. Feshbach, *Phys. Rev.*, **87** (1952), 366.
- [9] 苏宗藻等, 高能物理与核物理, **3**(1979), 80.
- [10] P. A. Moldauer, *Phys. Rev.*, **135B** (1964), 642; *Rev. Mod. Phys.*, **36** (1964), 1079.
- [11] H. A. Weidenmüller et al., *Phys. Rev.*, **C**, **8** (1973), 859; *Phys. Lett.*, **49B** (1974), 1; *Ann. Phys.*, **90** (1975), 391, 403; P. A. Moldauer, *Phys. Rev.*, **C**, **11** (1975), 426; **C12**(1975), 744.
- [12] J. J. Griffin, *Phys. Rev. Lett.*, **17**(1966), 478.

(上接第89页)

所示,模拟计算的结果是短路电流的衰减时间为 97 μ s,纹波系数为 12%。

参 考 文 献

- [1] 胡建芳等,核聚变与等离子体物理, **1**(1981), 63.
- [2] 张厚先等,核聚变, **1-4**(1980), 35.