

重离子碰撞中的轻粒子发射

吴国华 葛凌霄

(中国科学院近代物理研究所,兰州)

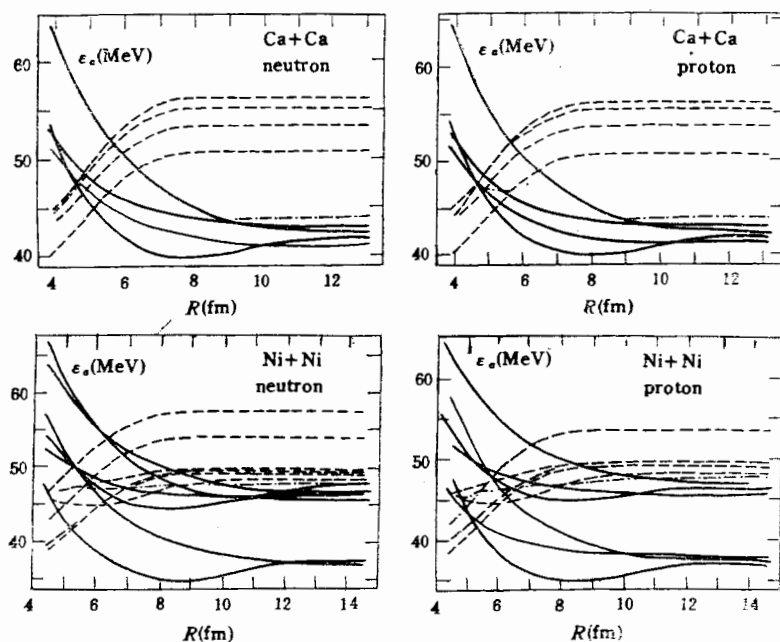
摘 要

由非绝热耗散动力学(DDD)理论计算所得的激发粒子和空穴数目作为初激子数 n_0 , 用快粒子激子模型计算了 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 反应中出射粒子的能谱和角分布, 并与其它模型作了比较讨论.

在中重炮弹引起的反应中, 实验发现出射轻粒子能谱的高能部份大于蒸发理论的计算值, 这表明有前平衡发射的贡献. 由于重核相互作用的复杂性, 描述重离子相互作用中轻粒子的前平衡发射还存在许多尚待研究的问题. 我们试用由非绝热耗散动力学(DDD)理论计算所得的激发粒子和空穴数目作为初激子数 $n_0^{[1]}$, 用快粒子激子模型^[2]来描述重离子碰撞所形成的复合系统衰变时轻粒子的发射, 计算了出射粒子的能谱和角分布.

在激子模型理论中, 初激子数 n_0 对出射粒子的能谱和角分布都有重要影响, 是一个关键性的参量. 在核子引起的反应中, n_0 的物理意义是清楚的: 入射核子进入靶核的势场中, 它可能被辐射出去, 或者与靶内核子进行散射, 当进行散射时就会出现粒子空穴激发, 这样不断地通过两体碰撞, 系统就从一个激子的初始组态逐步变为三个激子、5个激子等等的组态. 根据最初给的初激子数的定义, 即入射核子发生首次核子-核子散射后的粒子空穴数目作为初激子数 n_0 . 所以在核子引起的反应中 $n_0 = 3$. 但对于复杂粒子的入射, 确定 n_0 的物理图象并不清楚, 常作为可调参数, 或引入一些人为的假设, 也有人采用 J. J. Griffin^[3] 提出的斜率分析法, 它的物理基础是推广激子的概念到直接反应, 并采用第一项近似. 然而在实际应用时很难找到与所研究的前平衡发射问题相应的直接反应知识, 以致无法运用这一方法来获得 n_0 值. 在激子模型的计算中, 通常把 n_0 作为参数引入. 在我们早期的一个工作中^[4]曾对初激子数 n_0 的统计性质作过研究, 但仅限于较轻的炮弹. 所以用激子模型来描述重核碰撞中轻粒子的发射, 必须首先考虑所形成的复合系统的初激子数 n_0 的确定.

炮弹和靶核的平均场是它们内部激发的主要原因, 也是轻粒子发射的主要原因. 当两个重核相碰撞时, 处于基态的两核相互接近, 此时核子的运动有长的平均自由程, 并受平均场支配, 描述这一反应初期阶段的理论是时间依赖的哈屈利-福克理论(TDHF), 考虑单粒子运动与平均场的相干耦合. 由于残余相互作用, 两核所形成的复合体系的组态

图 1 非绝热单粒子能级随 R 的变化

将变得愈来愈复杂,最后系统将占据总的组态空间,达到局部的统计平衡.对于复合系统随时间变化的最理想的描述方法自然是包含残余两体碰撞的推广的时间依赖的哈屈利-福克理论 (ETDHF). 但实际运用尚未解决. W. Nörenberg 提出非绝热耗散动力学模型 (DDD)^[5], 同时考虑单粒子运动与时间依赖平均场的相干耦合和由残余两体碰撞引入的非相干性, 放弃自治性, 在时间依赖双中心壳模型的非绝热近似下来处理集体运动和单粒子运动之间耦合的主要相干方面. (单粒子运动对集体运动的相干响应被两体碰撞所破坏, 就引起了耗散.) DDD 模型计算结果与 TDHF 理论对核-核碰撞初始阶段的计算结果比较指出 DDD 模型是个很好的近似. 理论上也已证明 DDD 模型是 ETDHF 理论的一个很好的近似^[6]. 非绝热双中心壳模型精确描述了两核相接近过程中单粒子能级的变化, 对足够大的集体速度, 核子不可能绝热地调节它的波函数使它跟随绝热单粒子能级变动, 因此在能级交叉以前占据较低能级的一个核子, 当这一能级与一条没有占据的能级交叉后, 将仍然停留在这一能级上(保持波函数的特征), 即处于较高的能级上. 所以非绝热单粒子运动导致粒子空穴态的激发. 计算时假设在大 R 处, 两碰撞核均为球形, 为了简化计算, 没有解相对距离 R 的动力学方程, 而采用经典转折点近似, 在经典拐点 R_t 处计数交叉的能级数目, 就可以确定激发的粒子空穴数目. 图 1 给出 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 的费米面附近中子质子的非绝热单粒子能级作为两核中心距离 R 的函数. 与费米面相交朝上的每条能级(实线)上有两个粒子, 而朝下的每条能级(虚线)上有两个空穴. 对于不同的人射能量 E_{lab} 相应的经典拐点 R_t 不同, 因此就得到不同的激子数目 n_{ex} , n_{ex} 既依赖于反应系统也依赖于入射能量, 当能量增加时 n_{ex} 增加. 正如 E. Holub et al.^[7] 通过实验数据分析所指出的: 用重离子反应中前平衡发射机制的一个新性质就

是位于所于来自自复形以分算和同出

在统出激减小 ΔV 其中

E^*

这

重系采用

其中系子

是 n_0 的能量依赖性,这在轻离子引起的反应中尚未观测到. 表 1 给出两个反应道的库仑位垒 V_c , 经典拐点 R_c , 轰击能量 E_{lab} , 激发能 E^* , 初激子数 n_0 . 由表可见 n_0 小于炮弹所含的核子数,这也是重离子反应中的一个新的性质. 在轻离子引起的反应中 n_0 总是大于或等于炮弹所含的核子数目的. 当两个重核接近时,两核中的一些核子会在两核之间来回通过,将激发起比轻离子反应中所能激发起的更多的激子数目和更多的自由度,集体自由度也可能是重要的. 在重离子反应中,两核相接触的反应早期阶段,双核系统有远离复合核平衡形状的大变形的形状,而此时核子的弛豫已经发生了,所以一部份激发能用于形变和转动,而不是核子的激发,这些集体效应依赖于碰撞核对,碰撞参数和入射能量. 所以在重离子碰撞所形成的复合系统中初激子数 n_0 小于炮弹中所含的核子数. 通过上面的分析,我们认为 DDD 理论给出的 n_0 值是合理的,可以作为初激子 n_0 用于激子模型中计算轻粒子发射.

我们用快粒子激子模型理论^[8]计算 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 反应中出射中子质子和 α 粒子的能谱和角分布. 在这样重系统的反应中,同时研究从同一个中间核态发射不同轻粒子的能谱是有意义的,可以看看是否激子模型能够给出自洽的统一描述,以及不同出射道之间的竞争. 由于讨论的是重核对的碰撞,在计算中还作了下面一些必须的修改.

激发能的计算:在通常的计算中复合系统的激发能近似地用反应 Q 值来计算,但是在 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 反应中,没有复合核 ^{80}Zr 和 ^{116}Ba 的质量值,也没有复合系统出射轻粒子后的余核质量,所以不能用 Q 值来计算. 我们用 DDD 理论来计算系统的激发能 E^* . 非绝热双中心壳模型精确地描述了单粒子能级随中心距离 R 的变化,当 R 减小时产生粒子空穴对的激发,以这种方式动能被转换成势能,称为附加的非绝热势 ΔV_{diab} ,在经典拐点处所有相对运动的动能都变成势能,此时总的激发能为

$$E^* = \Delta V_{diab}(R_c) = E_{c.m} - V_c(R_c). \quad (1)$$

其中 $E_{c.m}$ 是初始相对运动动能, $V_c(R_c)$ 是在经典拐点处的库仑能

$$\Delta V_{diab}(R_c) = \sum_{\alpha} \{ \epsilon_{\alpha}^{diab}(R_c) n_{\alpha}^{diab} - \epsilon_{\alpha}^{sd}(R_c) n_{\alpha}^{sd}(R_c) \}, \quad (2)$$

E^* 的计算值取自^[1],结果列于表 1 中,已知 E^* 由(1)式得 $E_{c.m}$,再反推出 E_{lab} .

复合系统形成截面 σ_{α} 采用锐截止近似公式

$$\sigma_{\alpha} = \pi R_c^2 \left[1 - \frac{V_c}{E} \right], \quad (3)$$

这会引入一些误差,但只影响绝对值,对能谱和角分布的形状并无影响.

在计算 α 粒子出射时,出射几率 W_{α} 中所包含的纯组合几率 $R_{\alpha}(P)$ 公式必须修改,在重系统中核子数 $P > 20$,出现更加复杂的组态,质子和中子的分布是完全无规的. 我们采用 C. K. Cline^[9] 给出的 $R_{\alpha}(P)$ 的计算公式:

$$R_{\alpha}(P) = \frac{P_{\beta}!}{\pi_{\beta}! \nu_{\beta}!} \left(\frac{Z}{A} \right)^{\pi_{\beta}} \left(\frac{N}{A} \right)^{\nu_{\beta}}, \quad (4)$$

其中 P_{β} , π_{β} , ν_{β} 分别是出射粒子 β 所含的核子数、质子数和中子数, N , Z , A 分别是复合系统的核子数、质子数和质量数. (在 C. K. Cline 的原公式中, N , Z , A 分别是靶核中核子数、质子数和质量数,这在轻离子入射时是合理的,但在重核入射时,应该用复合系统的

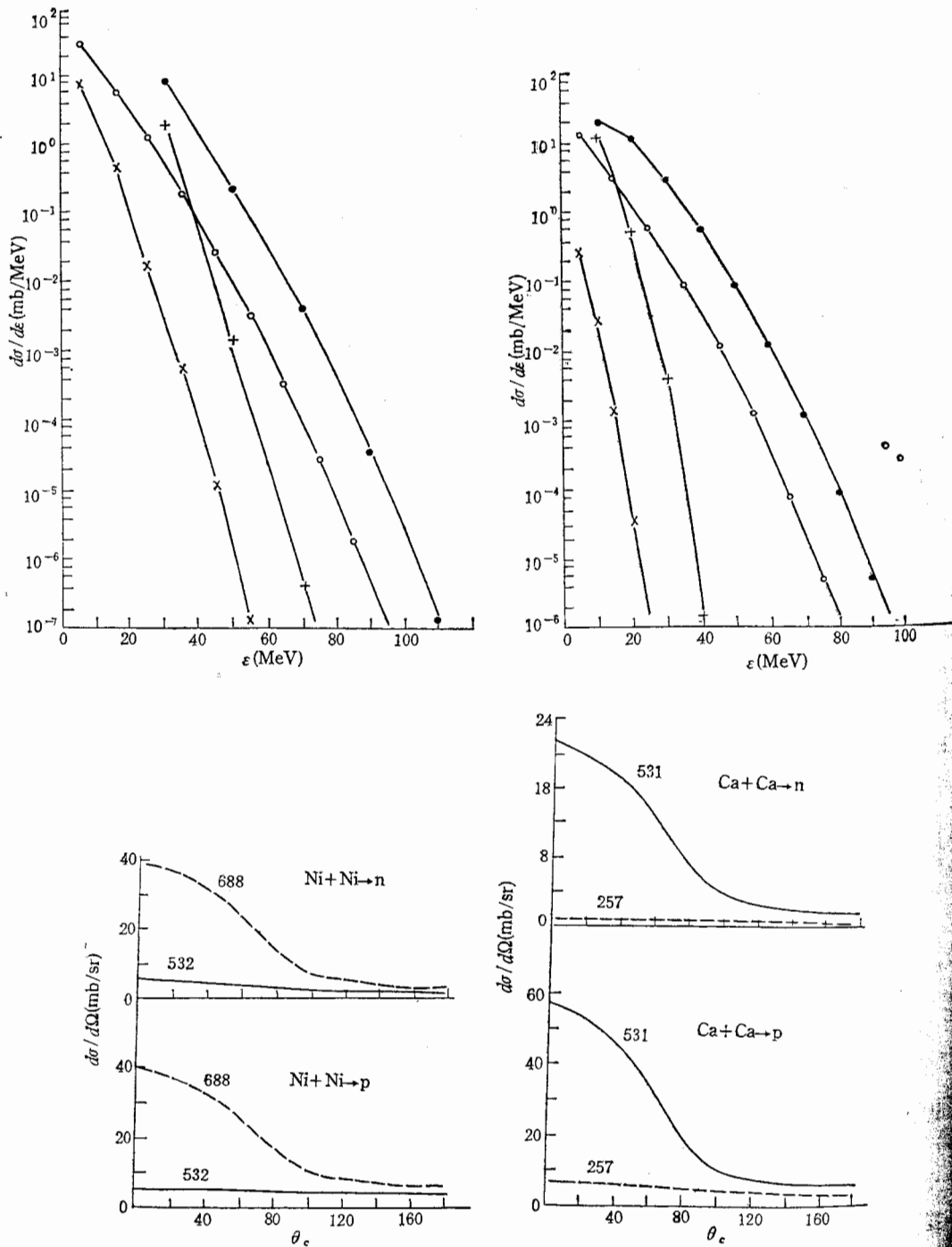


图 2

$N. Z. A$ 值)。另外 r_a 也存在问题：没有实验数据可供比较 r_a 不能定，照例在无实验数据的情况下，可以由 r_a 对 A, E 依赖的系统学来获得 r_a ，但我们所计算的系统是缺少中子的复合系统， r_a 应该不同于正常情况下的值。所以我们只能给出 $(1/r_a) \cdot (d\sigma/d\varepsilon)$

和
统
献
起
发
只
角
的
子
的
反
种
子
平
激
也
激
子

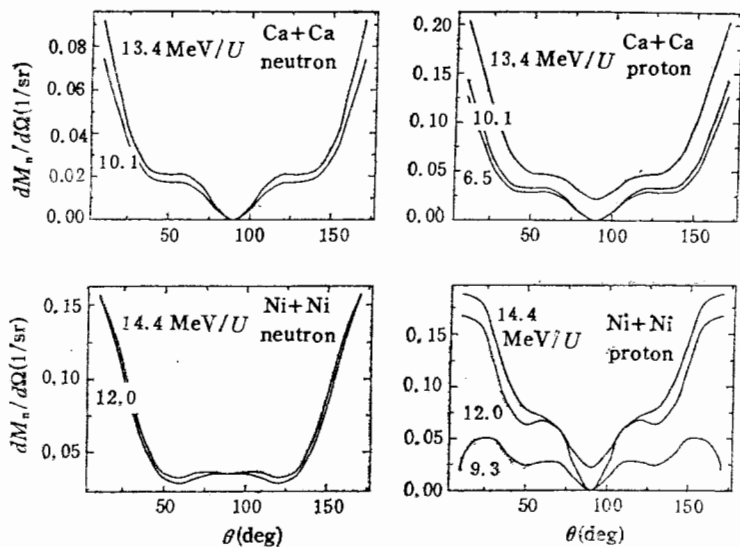


图 3 非绝热发射的角分布

和 $\frac{1}{\gamma_n} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}$ 的结果.

图 2 给出质子、中子的能谱和角分布. 对于 Ca + Ca 和 Ni + Ni 所形成的复合系统 ^{80}Zr 和 ^{136}Ba 是十分缺中子的核, 所以 p 出射的截面比中子出射的截面要大. (依赖于 $V_c + B_p$ 与 B_n 之比) 高能时角分布都是前角成峰的, 说明包含较多的前平衡发射的贡献, 而低入射能量时角分布接近各向同性, 表明大部份来自复合核蒸发的贡献. 为了比较起见, 图 3 给出非绝热发射中子质子的能谱和角分布. 由图可见入射能量低时, 非绝热的发射贡献也较小. 但角分布是 90° 对称的, 在对心碰撞的非绝热轻粒子发射模型中由于只考虑全同核的对心碰撞 ($l=0$), 在质心系中不能区分靶和炮弹, 所以给出 90° 对称的角分布. 一般来说只要有非平衡轻粒子发射, 就有记忆效应, 角分布就不会是 90° 对称的. 能谱的形状也有明显不同: 能谱的高能尾巴, 非绝热发射的计算结果比较平缓而激子模型的结果却下降很陡.

对中重系统和重系统反应中轻粒子发射机制的研究是大家感兴趣的课题之一, 可能的机制也是十分复杂的, 我们比较清楚的是复合核蒸发机制(主要贡献给低能区), 和直接反应机制(主要对弹核附近产物和高能区有贡献). 复合核前的非平衡发射可以包含很多种机制, 例如弹核的破裂(弹性破裂和非弹性破裂), 大质量转移, 快裂变后碎块发射轻粒子, 敲出反应, 热斑模型发射等等, 激子模型只是前平衡发射的一种贡献, 它包含平衡和前平衡发射两种成份, 两种成份在轻粒子总产额中的比份随反应系统和入射能量而变. 用激子模型来处理轻离子发射时, 首先碰到的是初激子数 n_0 的确定, 正如前面所述, 关于 n_0 也有多种研究, 我们采用非绝热耗散动力学模型计算给出的激发粒子和空穴数目作为初激子数 n_0 (一种物理尝试), 计算了 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 和 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 反应中出射中子和质子 α 粒子的能谱和角分布. 在处理时只考虑 n_0 的值, 没有考虑粒子和空穴的分布. 为简单起见,

表1 库仑位垒 V_c (MeV), 经典拐点 R_t (fm), 轰击能量 E_{lab} (MeV/u), 激发能 E^* (MeV), 激子数 n_{ex} (质子 p , 中子 n , 总的)

	V_c	R_t	E_{lab}	E^*	n_{ex}		
					p	n	total
$^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	70	3.9	13.4	197.5	16	16	32
		4.2	10.1	131.7	16	16	32
		4.8	6.5	60.3	8	8	16
$^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$	121	4.4	14.4	296.3	24	24	48
		4.8	12.0	225.6	16	20	36
		5.4	9.3	147.6	16	20	36

只计算了对称系统, 目前尚无实验数据可以比较, 但与一般中重系统的实验结果趋势基本是一致的。Blann^[10] 用修正的波尔兹曼主方程方法处理了轻和重离子炮弹与重靶反应系统的轻粒子发射, 用模型定义了炮弹和靶核的并合过程, 理论与实验拟合较好。这方法与激子模型基本类似, 但是考虑了占有数的分布, 尽管占有数的初始分布仍由初始激子数作为参数来决定, 也仅仅只处理了较轻的重离子碰撞。在 DDD 理论中粒子是非绝热发射的, 单粒子状态沿非绝热基矢的运动和由于两体碰撞导致的核子在非绝热能级上的重新分布标志了这种发射的特征, 因此复合核蒸发的贡献没有包含, 需要由另外的蒸发模型来加以补充, 而在激子模型理论中复合核蒸发和前平衡发射是自然地统一被描述的。非绝热发射的轻粒子能谱特征强烈地受到激子分布的影响, 激子分布在较高能量的能级与较低能量的能级时能谱峰位有明显的不同。而激子模型计算的能谱没有如此明显的变化, 也许是由于包含大量蒸发粒子的缘故。能谱高能尾巴下降的趋势也不同, 这反映了量子力学机制和唯象模型之间的不同。目前尚无实验结果可以比较, 对于各种理论均有待于实验的进一步验证, 理论本身也有许多问题尚待深入研究。

参 考 文 献

- [1] L. X. Ge, W. Norenberg, *Z. Phys.*, **A323**(1986), 293.
- [2] J. M. Akkermas, et al., *Phys. Rev.*, **C22**(1980), 73.
- [3] J. J. Griffin, *Phys. Rev.*, **24B**(1967), 5.
- [4] 缪容之, 吴国华, 郑卫汉, 刘建业等, *Chinese Phys.*, **Vol. 5**, (1985), 880
- [5] W. Norenberg, *Nucl. Phys.*, **A428**(1984), 177.
- [6] Wang Shunjin, *Commun. in Theor. Phys.*, **4**(1985), 827.
- [7] E. Holub, et al., *Z. Phys.*, **314**(1983), 347.
- [8] 于暹、缪容之, 吴国华等, 近物所内部资料.
- [9] C. K. Cline, *Nucl. Phys.*, **A193**(1972), 417.
- [10] M. Blann, *Phys. Rev.*, **C23**(1981), 205.

EMISSION OF LIGHT PARTICLES IN HEAVY ION COLLISIONS

WU GUOHUA GE LINXIAO

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)

ABSTRACT

Using the numbers of excited particles and holes calculated by dissipative diabatic dynamics (DDD) as the initial exciton number n_0 , the energy spectra and angular distributions of emitted light particles for $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ and $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ at different bombarding energies are calculated based on the fast particle exciton model, compared with other models.