

重离子耗散碰撞激发函数的涨落*

王 琦

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘 要 综述了重离子耗散碰撞激发函数中截面涨落现象的实验与理论研究的现状.

关 键 词 重离子耗散碰撞 截面涨落 角动量相干

分 类 号 O571.41

1 引 言

70 年代开始研究的重离子深部非弹性碰撞, 亦称耗散反应, 是发现较晚的一种核反应机制. 它介于直接过程与复合核形成之间, 其基本的物理图像是: 两个原子核相互碰撞, 在碰撞的早期阶段, 形成有一定寿命的中间双核系统; 在双核系统存活期间内, 相对运动动能转化为系统的内部激发能, 轨道角动量转化为系统的内禀角动量; 当整个系统还没有达到完全统计平衡状态时, 双核系统分裂, 衰变为类弹碎片和类靶碎片. 20 多年来, 对耗散碰撞已经进行了广泛而有成效的研究. 例如, 对能量、质量、电荷、角动量等物理量的弛豫特性, 对反应过程中微观世界所表现出的宏观特性等, 都有了比较深刻的了解. 特别令人感兴趣的是, 这一领域的研究近年来又有新的发展.

1985 年, A. De Rosa 等人^[1]首次报道了重离子耗散碰撞的激发函数中存在特征截面涨落现象. 其后一系列实验证实, 这一现象具有普遍性^[2~7]. 从而把耗散反应实验研究的内容从截面的平均性质扩展到涨落分布.

基于统计学观点, 平均值以及围绕平均值的涨落分布这两者是同等重要的, 它们在描述一个系统或一个物理量的过程中都是不可缺少的. 尤其是涨落分析, 是提取一个系

统精细结构信息的有力工具. 60 年代初期, T. Ericson^[8,9]第一次将统计描述引入核反应过程. 他用平均值及其涨落分布表达了散射矩阵元及反应截面, 并指出一旦有能级重叠 ($\Gamma \gg D$), 复合核中就存在截面涨落. Ericson 的预言不久即被实验所证实. 起初, 人们之所以对核反应中的统计涨落感兴趣, 主要是由于它提供了区分直接过程与复合核形成的一个新判据. 当时, 在对统计涨落的分析中, 人们又意识到, 涨落的平均宽度, 也就是能量相干宽度, 通过测不准原理而直接与复合核的平均寿命相关, 即 $\Gamma = \hbar/\tau$. 这就是说, 统计涨落的分析不仅可以用来鉴别复合核, 同时也揭示了复合核自身的一个重要性质. 后来的研究进一步表明, 涨落分析还可以提供核反应中其它一些物理量的有关信息, 从而促进了核物理的深入发展.

对耗散反应截面涨落性质的研究尽管起步较晚, 但不论在实验方面还是理论方面目前都十分活跃. 由于深部非弹性碰撞中所形成的中间双核系统在衰变前还达不到完全的统计平衡, 所以对其反应截面涨落的测量结果与 Ericson 统计理论的计算之间表现出了明显的差异. 例如, 角分布在质心系是非 90° 对称, 表明了出射碎片对入射道的记忆; 能量自关联函数的形状是非 Lorentzian 的, 说明有一定程度的长程能量关联; 提取的能量相干宽度随产物的出射角而强烈变化, 反映

* 1997 - 12 - 09 收稿.

* 国家自然科学基金(项目号 19775057)、甘肃省自然科学基金(项目号 ZR-95)、中国科学院以及意大利国家南方实验室资助.

了截面涨落与双核系统的转动特性有关; 尤其使人们困惑不解的是, 尽管系统有高的内部激发以及大量末态道的贡献, 耗散碰撞产物激发函数中的截面涨落却依然存在^[10]. 这些新的实验现象激起了理论工作者的极大兴趣, 已经提出了好几种模型来解释或拟合实验结果^[11~16]. D. M. Brink 等人提出, 可以用 Regge-pole 近似表征 S 矩阵元, 引入不同角动量 l 所对应的散射振幅之间的相干, 从而将原来只适合于统计平衡状态的复合核 Ericsson 理论扩展到处于非平衡态的重离子深部非弹性碰撞激发函数的分析之中. S. Y. Kun 进一步指出, 在双核系统的演化过程中, 要同时考虑两种时间变量, 一种时间变量是与双核系统的能量相干宽度 Γ 相联系的平均寿命 τ , 另一种时间变量则由双核系统的转动角速度 $\hbar\omega$ 确定. G. Pappalardo 等人提出的准分子态部分能级重叠模型则认为, 可以把转动的双核系统看作宏观准分子态. 只要双核系统的能级之间有或多或少的重叠, 即所谓的能级部分重叠, 就存在角动量相干, 从而造成反应截面的涨落. 另外, 有在模型中考虑了角动量耗散过程的, 有在模型中预言角度关联函数的, 有提出用量子混沌理解激发函数结构的等等. 总体而言, 模型不少, 但都只能从一个侧面解释某些实验现象. 然而, 这一研究毕竟还开展不久, 还缺乏充足的实验数据, 也没有成熟和统一的理论. 特别是在人们寻找末态道巨共振布居的可能性探索宣告失败^[17~18]之后, 围绕着一个谜一般的中心问题, 即无论反应产物的电荷数是多少, 也无无论在哪个散射角度, 不管是各个同位素产物或者各种元素产物的截面及其相加的结果, 甚至各同位素、各元素、各角度的截面统统相加, 耗散反应激发函数中总是存在振荡结构的事实始终不能改变, 这便需要更多新的实验数据, 期待新的理论发展.

2 主要实验结果及物理意义

目前, 开展重离子耗散碰撞激发函数研

究的实验工作主要集中在意大利的 LNS 和 LNL 两个国家实验室, 以及分布在意大利 Catania、Milano、Napoli、Paduva 等城市的国家核物理研究院 (INFN) 分部或大学物理系; 另外, 还有法国的 Saclay 和 Strasbourg 实验室, 德国的 München 大学, 中国科学院近代物理所及中国原子能研究院核物理所. 研究过的反应道有 $^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$ 、 $^{28}\text{Si} + ^{48}\text{Ti}$ 、 $^{19}\text{F} + ^{63}\text{Cu}$ 、 $^{19}\text{F} + ^{45}\text{Sc}$ 、 $^{19}\text{F} + ^{51}\text{V}$ 、 $^{19}\text{F} + ^{89}\text{Y}$ 、 $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ 、 $^{32}\text{S} + ^{64}\text{Ni}$ 、 $^{19}\text{F} + \text{Su}$ 等, 其弹靶组合大都为 $A_1 + A_2 \leq 100$ 的较轻系统, 束流入射能量约为库仑位垒的 1.5~3 倍, 耗散产物激发函数中每个振荡结构的典型宽度约为 1~1.5 MeV, 提取的双核系统的平均衰变宽度约为 100~500 keV, 对应的中间复合系统的平均寿命为 $(1\sim6) \times 10^{-21}\text{s}$. 下面, 将从两个方面来概述最重要的实验结果.

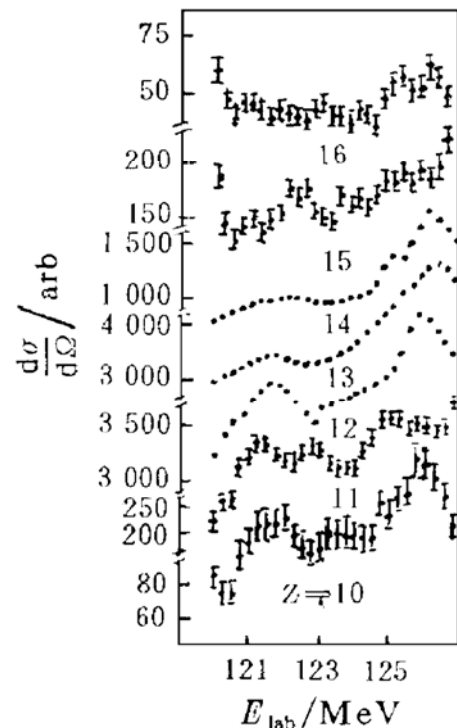


图 1 $^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$ 反应 $\theta_{\text{Lab}} = 25^\circ$ 处耗散产物的激发函数^[1]

凡是出现一个新的实验现象, 人们首先想要知道的是, 这是个偶然现象呢, 还是普遍现象? 如果是普遍现象, 它又有哪些规律性或者特点呢?

对重离子耗散碰撞激发函数的测量结果

表明:(1)从反应机制来看,产物的典型能谱成钟罩形,最可几能量接近全弛豫能;角分布在擦边角附近成峰或者是在前后角区明显地呈现出两种不同的斜率,前角区截面变化较大,后角区则平坦得多;提取的特征反应时间为 10^{-21} s 量级.说明其来源既不是复合核,也不是直接过程,而是深部非弹性碰撞.(2)从实验的方法与技术来看,由于提取的物理量(如能量相干宽度)与产物计数率的多寡之间看不到任何联系^[2],这说明涨落的产生是因统计计数的不足而造成;由于用法拉第筒收集的束流电荷积分计数与小角区弹性散射计数两种完全独立的方法进行了数据归一比较^[7],从而排除了早期一些数据用弹散归一可能造成的假象.(3)就出射道本身的特性而言,不同电荷数 Z 之间^[1]、不同同位素之间^[7]和不同角度 θ 之间^[2]的互关联系数都达到0.5以上.每个实验提供的能量自关联函数 $C(\epsilon)$ 的形状都不再是单纯的 Lorentzian. 这

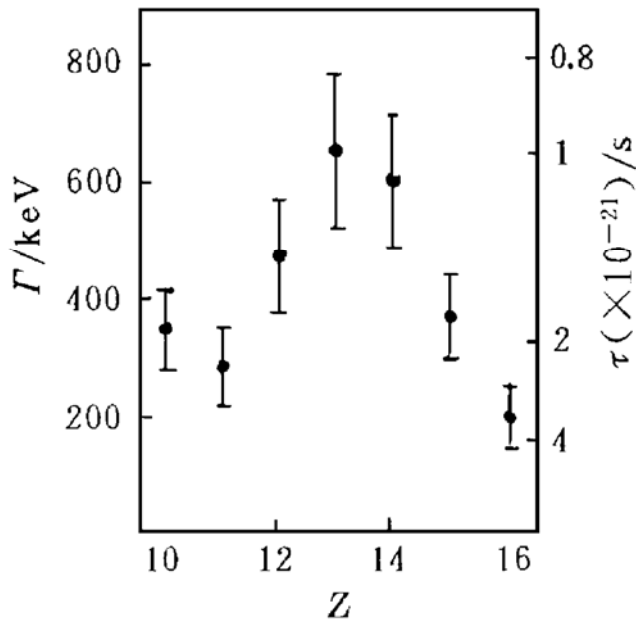


图 2 $^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$ 耗散反应产物的能量相干宽度 Γ 以及对应的相互作用时间 τ ^[3]

些均表现了强烈的道-道关联. 时间功率谱 (TPS)所呈现出的时间-空间分布的 Localization, 十分清楚地反映了双核系统的宏观转动特性^[12]. 实验分析表明,耗散反应的截面涨落具有普遍性和特征性.

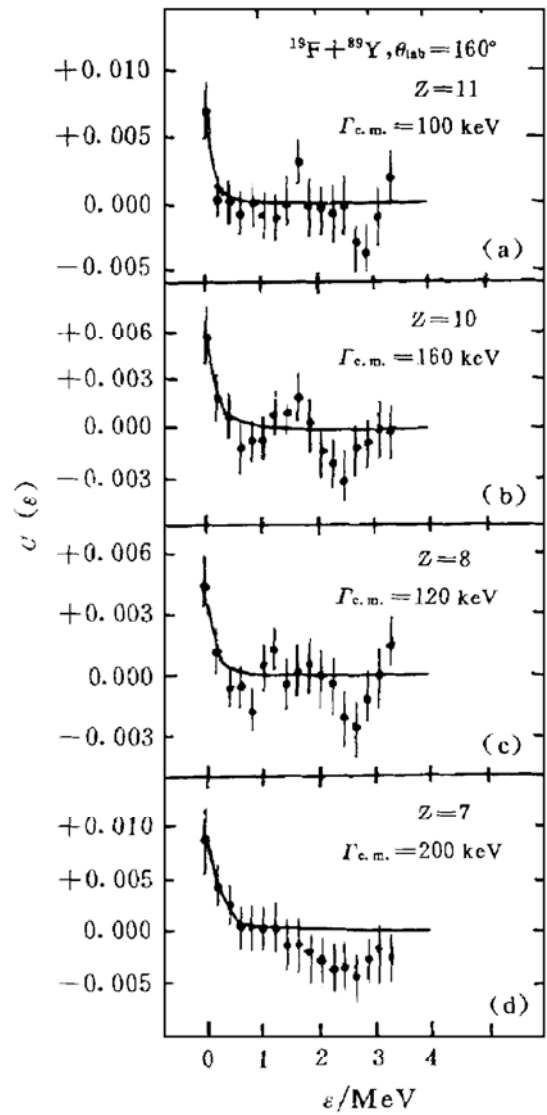


图 3 $^{19}\text{F} + ^{89}\text{Y}$ 反应产物的能量自关联函数 $C(\epsilon)$ ^[2]

值得一提的是,由中国科学院近代物理研究所与中国原子能科学研究院组成的联合实验小组,首次观测并研究了耗散反应中一些同位素产物的激发函数及其特点,明确指出了小角区弹散的归一方法对结果没有大的影响^[7,19,20].

图 1 给出了 $^{28}\text{Si} + ^{64}\text{Ni}$ 碰撞中出射的电荷数 Z 从 10 到 16 的耗散产物的激发函数 ($\theta_{\text{Lab}} = 25^\circ$), 振荡结构很明显. 由这些激发函数提取的能量相干宽度 Γ 及其对应的特征反应时间 τ 示于图 2. 图 3 是从 $^{19}\text{F} + ^{89}\text{Y}$ 实验数据得到的能量自关联函数 $C(\epsilon)$, 呈现出准周期性变化,是非 Lorentzian 的. 经 Fourier 变换而得到的时间功率谱表现了双核系统的宏观

转动特性，如图 4 所示. 图 5 是从 $^{19}\text{F}+^{51}\text{V}$ 反应同位素产物激发函数中提取的能量相干宽

射产物远离炮弹，分布宽度明显增大，这说明需要更长的反应时间，是典型的扩散过程.

对耗散反应激发函数的特征涨落的分析表明，这项工作的物理意义在于：(1) 提供了确定耗散反应特征时间的一个新方法^[3]，所得的结果与通常从角分布、电荷分布、能量分布等平均量所提取的深非弹相互作用时间相一致. (2) 可以判断耗散反应中阻尼机制的强弱程度. 例如对实验确定的双核系统的转动角速度 ω_{exp} 与理论计算的擦边角速度 ω_{th} 相比较，在后角区 $^{19}\text{F}+^{89}\text{Y}$ 的测量数据中，两个值十分接近，说明了这时反应过程中已无强的阻尼^[21]；而在前角区测量的 $^{28}\text{Si}+^{48}\text{Ti}$ ^[21]及 $^{19}\text{F}+^{45}\text{Sc}$ ^[22]反应中，两个值相差达一个数量级，这表明了此时过程中存在强阻尼. (3) 可以估算在相对运动动能转换成双核系统激发能的过程中，转动能与内部激发能各自所占的比份. 例如，在 $^{28}\text{Si}+^{48}\text{Ti}$ ^[6]和 $^{19}\text{F}+^{51}\text{V}$ ^[7]反应的分析中表明，双核系统的转动能占了激发能的绝大部分. (4) 可以用同一套参数拟合反应的平均性质(如角分布)和涨落性质(如能量相干宽度)，从而揭示了碰撞中这两种不同性质之间的内在联系^[3~6]. (5) 用双核系统的转动时间与平均寿命的共同作用描述系统随时间的演化^[12]，是一个新概念，它加深了人们对双核系统的认识与理解. (6) 通过 E^*-J 平面所表述的激发能与角动量的关系，可以将核反应从弹性散射到不同程度的耗散、直至形成复合核的演化过程有机地联系起来^[23]. 总之，对耗散反应激发函数涨落的深入分析，加深了人们对深部非弹性碰撞机制的认识，尤其是对双核系统这一中间状态的了解.

3 理论模型

Ericson 统计理论^[9]是理解核反应中涨落现象的基础. 该理论认为，统计涨落是一种相干现象. 具体地讲，在复合核形成中同时激发了许许多多不同的激发态，如果这些

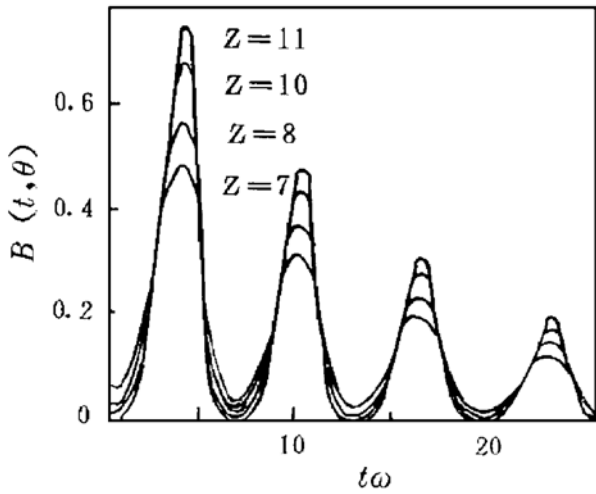


图 4 $^{19}\text{F}+^{89}\text{Y}$ 反应产物的时间功率谱^[12] $B(t, \theta_{\text{lab}} = 160^\circ)$

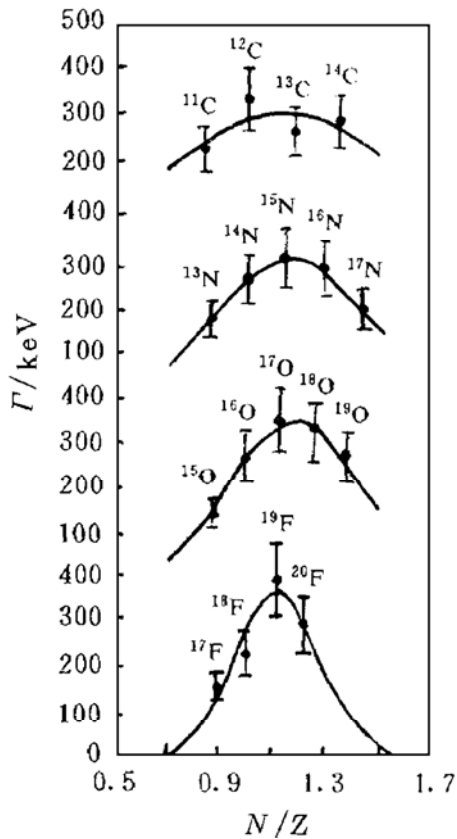


图 5 $^{19}\text{F}+^{51}\text{V}$ 反应中能量相干宽度 Γ 与产物的中质比 N/Z 的依赖关系^[7]

度 Γ 与产物的中子过剩自由度 N/Z 的依赖关系. 从图中可看到，碳、氮和氧元素的 N/Z 的最可几值几乎相等，反映了 N/Z 自由度在碰撞的早期阶段已达到平衡；而随着出

激发态的宽度远大于各态之间的平均间隙 ($\Gamma \gg D$)，那么这些激发态之间的重叠、混合便会产生振幅之间的相干，这种相干具有随机性，从而形成涨落. Ericson 核反应统计理论的基本假设是复合核的形成与衰变之间的相互独立性，从时间上讲，即复合核的平均寿命 τ 远大于其相互作用时间 t . 实验中，只要能量分辨 ΔE 好于能级的平均宽度 Γ ，便可能观测到激发函数中的 Ericson 涨落.

截面 $\sigma(E)$ 的统计性质通过关联函数来表示. 实际中，应用最广泛的是相对能量自关联函数 $C(\epsilon)$ ，其定义为

$$C(\epsilon) = \frac{\langle \sigma(E)\sigma(E + \epsilon) \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle \langle \sigma(E + \epsilon) \rangle} - 1, \quad (1)$$

式中， ϵ 为能量步长， $\langle \rangle$ 表示对测量能区求算术平均.

按 Ericson 理论，复合核的能量自关联函数 $C(\epsilon)$ 呈现 Lorentzian，即满足

$$C(\epsilon) = \frac{1}{N_{\text{eff}}} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \epsilon^2}, \quad (2)$$

式中， $N_{\text{eff}} = 1/C(0)$ 为复合系统的有效出射道数， Γ 为能量相干宽度，可以从函数 $C(\epsilon)$ 的极大值 $C(0)$ 的半高宽处提取.

对于深部非弹性碰撞，正如前面已经指出过的，双核系统在其衰变之前尚未达到完全的统计平衡，就是说还存在记忆，存在道与道之间的关联. V. M. Strutinsky^[24] 曾深入地研究了耗散反应中的角动量关联. D. M. Brink 等人^[11] 则首次将角动量关联的概念应用于耗散反应激发函数的分析中. Brink 以类 Regge-Pole 近似表征了 S 矩阵元，将双核系统的能量、衰变宽度、分宽度振幅等都作为角动量 l 的函数，推导出形式上与 Ericson 理论结果相类似的表达式，从而将适合复合核的 Ericson 理论扩展到了对深非弹激发函数的分析中. 此外，Brink 也给出了十分简单的估算能量相干宽度 Γ 的半经验公式^[25]，即

$$\Gamma = 0.5 \Delta E_{\text{cm}} b_{\infty} / k \quad (3)$$

式中， ΔE_{cm} 为在质心系里所测量的能量的范围， k 为激发函数中截面有极大值的峰的个

数. 这个方法称之为数峰法.

S. Yu. Kun 发展了前人的理论，对耗散反应激发函数结构的研究作出了下列贡献：(1) 指出在双核系统的演化中，有两种相互作用时间共同起作用，一是平均寿命，二是双核系统的相干转动时间. (2) 不仅系统的能量自关联函数，还有时间功率谱的分析也是研究双核系统激发函数性质的重要方法之一. (3) 耗散反应激发函数研究的核心问题是涨落结构不会消失，尽管系统是高激发的，出射道数目也极大. 作者试图从量子混沌、对称性的自发破缺与恢复及宏观运动特性的微观本质等方面进行定量的解释.

由于 Kun 理论涉及到的问题和概念很多，这里不可能给出全面的述评，有兴趣者可参阅文献 [12, 13, 15, 20, 26, 27, 28]. 鉴于这一理论的重要性，作为一个例子，现将其对能量自关联函数的讨论简述如下.

作平面波近似，周边碰撞的反应截面为

$$\sigma(E, \theta) = 2\pi \sin\theta |F(E, \theta)|^2,$$

$$F(E, \theta) = \sum_l (2l + 1) S_l(E) \cdot \exp[i\varphi(l)] P_l(\cos\theta). \quad (4)$$

考虑角动量效应，取散射振幅为 Regge-Pole 形，则

$$S_l(E) = i[W(l)]^{1/2} \cdot$$

$$\sum_{\mu} \frac{b_{\mu}}{E - [E_{\text{rot}} + E_{\mu}(l)] + i\Gamma/2}, \quad (5)$$

式中， $W(l) = \exp[-(l-L)^2/d^2]$ 为平均反应几率. 而 $L = (L_{\text{gr}} + L_{\text{cr}})/2$, L_{gr} 与 L_{cr} 分别为擦边角动量和临界角动量， d 为反应 l 窗的宽度. E_{rot} 和 $E_{\mu}(l)$ 各自为双核系统的转动能与内部激发能. 重要的假设在于，在反应的 l 窗内，具有不同 l 的分振幅 b_{μ} 是相干的. 假设 b_{μ} 是随机的，对于周边碰撞，其角动量相干函数为

$$\langle S_l(E + \epsilon) S_{l'}^*(E) \rangle = \frac{iB[W(l)W(l')]^{1/2}}{[\epsilon - (l - l') + i\gamma]^2}, \quad (6)$$

式中， $B = 2\pi \langle |b_{\mu}|^2 \rangle_{\mu} / \hbar \omega D$, $\gamma = \Gamma / \hbar \omega$, $\epsilon =$

$\varepsilon/\hbar\omega$. (4) 式中的相位 $\varphi(l)$ 可展开成级数, 即 $\varphi(l) = \varphi(L) + \Phi(L)(l-L) + 1/2\Phi'(L)(l-L)^2$. 这里的 $\Phi(L) = \dot{\varphi}(L)$ 为偏转函数, $\Phi'(L)$ 是偏转函数对时间的导数, 且都取 $l=L$.

(5) 式和 (6) 式表述了一种转动性的能级, 对具有不同自旋的这类能级, 一旦能级之间有重叠, 便会产生 Pole 形的角动量相干. 角动量相干宽度 $\gamma = \Gamma/\hbar\omega$, 这意味着双核系统的平均寿命与双核系统的转动时间的共同作用决定了耗散过程随时间的演化. 依据这一模型, 能量自关联函数的表达式为

$$C(\varepsilon, \theta) = \exp(-2\alpha\varepsilon^2) \cdot \frac{\cos[2(\pi - \theta)\varepsilon] + \cosh[2(\pi - \theta)\gamma]}{1 + \cosh[2\pi - \theta)\gamma]} \cdot \frac{[1 - \exp(-2\pi\gamma)]^2}{|1 - \exp[-2\pi(\gamma - i\varepsilon)]|^2}, \quad (7)$$

其中包含了四种不同类型的能量结构: (1) Ericson 型能量结构 $\Delta\varepsilon = \hbar/\tau$; (2) 双核系统的相干转动 $\Delta\varepsilon = \hbar\omega$; (3) 远、近边波束的干涉 $\Delta\varepsilon = \pi\hbar\omega/(\pi - \theta)$; (4) 双核系统的角分散 $\Delta\varepsilon = (2\alpha)^{-1/2}\hbar\omega$. 于是, 在耗散反应中形成的双核系统便是平均寿命为 $\tau = \hbar/\Gamma$, 周期为 $\hbar\omega$ 的转动系统. 由于相干转动的引入, 使能量自关联函数有了长程结构, 其形状不再是纯粹的 Lorentzian, 这与双核系统在衰变前达不到完全的统计平衡状态是相一致的, 从而也解释了为什么在耗散反应产物的激发函数中存在涨落结构. 这一模型对实验数据的拟合还是比较令人满意的^[12].

作为第一次观测研究了深部非弹激发函数的特征涨落结构的 G. Pappalardo 小组, 最近提出了一个部分能级重叠模型^[6]. 该小组有丰富的实验数据和经验, 其模型的计算结果对实验值有更好的拟合. 而最显著的特点是有比较清晰的物理图像: 轻系统深部非弹所形成的双核系统类似准分子态, 虽然有高的激发, 但相对运动动能的大部分转换成了转动能, 所以系统处于高激发的低密度状态, 即真正的内部激发能并不高, 或者说, 能级

之间只有或多或少的重叠, 即所谓的部分能级重叠, 于是涨落不会消失. 这一模型的又一个特点是考虑了多个反应道的贡献, 可以用蒙特卡罗方法模拟出激发函数和能量自关联函数的计算结果, 与实验进行比较.

4 结束语

十多年来, 耗散反应激发函数的研究一直是个引人注目的课题. 其发展过程可以分成两个阶段.

第一阶段是确认这一现象的普遍性. 为此作了一系列的实验研究, 排除了统计不足的可能影响, 排除了复合核或是直接反应过程的贡献, 显示了耗散反应激发函数涨落所特有的一些性质, 如能量自关联函数的 non-Lorentzian, 强烈的道道关联、双核系统的转动特性等. 而理论上则引入了角动量关联以描述非平衡态这一特点.

当前的研究已经进入到第二阶段, 就是深入探讨这一现象的规律性并积极追寻产生这一现象的物理本质. 规律性的深入探讨以实验为主, 例如刚刚进行的对大范围角度关联的测量 (意大利的 LNS、中科院近物所和法国 Strasbourg 实验室三方合作), 即将开展的对更重系统、更高能区的激发函数的测量. 物理本质的追寻则是理论家们的目的, 其中以 Kun 自 1997 年以来新发表的一系列文章为代表, 试图从混沌、对称性和量子机制与宏观特性的关系等一些最基本的物理问题入手, 定量解释久久令人迷惑不解的耗散反应截面的特征涨落现象.

作者感谢共同进行实验研究的合作者, 近物所的李松林、卢俊、徐珊瑚、诸永泰、张玉虎、范恩杰、殷旭、郭忠言、田文栋, 北京原子能院的李志常、路秀琴、赵葵, 高能所的胡晓庆; 感谢与李君清、刘建业教授的有益讨论.

参 考 文 献

- 1 De Rosa A, Inghima G, Russo V et al. Fluctuations in the Excitation Functions of Dissipative Heavy Ion Collisions. *Phys Lett*, 1985, B160: 239~242
- 2 Suomijärvi T, Berthier B, Lucas R et al. Correlated fluctuations in the $^{89}\text{Y}(^{19}\text{F}, \text{X})\text{Y}$ Excitation Functions. *Phys Rev*, 1987, C36: 181~186
- 3 Pappalardo G. Reaction Times in Deep Inelastic Collisions. *Nucl Phys*, 1988, A488: 395c~408c
- 4 Glaesher A, Dünweber M, Bantel M et al. Structure Phenomena in the Orbiting $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ System. *Nucl Phys*, 1990, A509: 331~368
- 5 Cardella G, Papa M, Pappalardo G et al. Experimental Indications of Selective Excitations in Dissipative Heavy Ion Collisions. *Nucl Phys*, 1988, A482: 235c~244c
- 6 Rizzo F, Cardella G, De Rosa A et al. Study of the Excitation Functions of the Dissipative $^{28}\text{Si} + ^{48}\text{Ti}$ Binary Collision in the Incident Energy Interval from 206.9 MeV to 213.8 MeV. *Z Phys*, 1994, A349: 169~175
- 7 Wang Qi, Lu Jun, Xu Hushan et al. Fluctuation Measurement of Excitation Functions in the Dissipative Process of $^{19}\text{F} + ^{51}\text{V}$ Reaction. *Phys Lett*, 1996, B388: 462~467
- 8 Ericson T. Fluctuations of Nuclear Cross Section in the "Continuum" Region. *Phys Rev Lett*, 1960 5: 430~431
- 9 Ericson T. A Theory of Fluctuations in Nuclear Cross Sections. *Ann Phys*, 1963, 23: 390~414
- 10 Feshbach H. in Proc Workshop on Multistep Direct Reactions. Faure, Oct, 1991, 223
ed R H Lemmer (World Scientific, Singapore, 1992)
- 11 Brink D M, Dietrich K. Ericson Fluctuations in Dissipative Collisions. *Z Phys*, 1987, A326: 7~20
- 12 Kun S Y. Macroscopic Quasimolecules in Dissipative Heavy Ion Collisions. *Phys Lett*, 1991, B257: 247~253
- 13 Kun S Y, Weidenmuller H A. in Proc Inter Conf on Nucl Reaction Mechanisms. Varena, Italy, June 10, 1991, 259
- 14 Pappalardo G, Papa M. Structure in the Excitation Functions of Dissipative Heavy Ion Collisions. in Proc Workshop on Multistep Direct Reactions. Faure, Oct, 1991, 89~113
- 15 Kun S Y, Norenberg W. The Effect of Angular — momentum Dissipation on Fluctuations of Excitation Functions in Heavy Ion Collisions. *Z Phys*, 1992, A343: 215~221
- 16 Bonetti R, Hussein M S. Statistical "Doorway" Role of the Dinucleus in Heavy — ion Deep — inelastic Reactions. *Phys Rev Lett*, 1986 57: 194~197
- 17 Herrmann N, Boak R, Emling H et al. Hard Photons in Heavy — ion Collisions: Direct or Statistical. *Phys Rev Lett*, 1988, 60: 1630~1633
- 18 Agodi C, Alba R, Anzalone A et al. Search for High Energy γ -rays Emission in $^{28}\text{Si}, ^{32}\text{S} + ^{64}\text{Ni}$ Dissipative Reactions at about 5 MeV/amu Incident Energy. *Z Phys*, 1991, A340: 341~342
- 19 Wang Qi, Lu Jun, Xu Hushan et al. Measurement of the Fluctuation in the Excitation Functions of the Reactions $^{19}\text{F} + ^{45}\text{Sc}$ and ^{51}V , Invited Report in third IN2P3 — RIKEN Symp On Heavy Ion Collisions. Saitama, Japan, Oct 24~28, 1994
- 20 Kun S Y, Memory Effects in the Excitation Function Variations in Heavy — ion and Nuclear Reactions. *Acta Phys Slovaca*, 1995, 45: 711
- 21 De Rosa A, Inghima G, Romano M et al. Interaction Time Evolution in Dissipative Heavy Ion Reactions. *Phys Rev*, 1988 C37: 1042~1047
- 22 王琦, 李松林, 卢俊等. $^{19}\text{F} + ^{45}\text{Sc}$ 深非弹反应产物的激发函数. *高能物理与核物理*, 1994, 18: 398~403
- 23 Pappalardo G, Bouasera A, Cardella G et al. Coherent Effects in Dissipative Heavy Ion Binary Collisions, Perspective in Heavy Ion Physics in Conf Proc. 1993, 38: 253~264, ed M Ditoro and E Migneco, SIF, Bologna
- 24 Strutinsky V M. Coherent and Statistical Features in the Heavy Ion Reactions. *Z Phys*, 1978, A286: 77~85
- 25 Brink D M, Stephen R O. Width of Fluctuations in Nuclear Cross Sections. *Phys Lett*, 1963, 5: 77~79
- 26 Kun S Y. Statistical Reactions with Memory and Thermalized — nonequilibrated Nuclear States. *Z Phys*, 1977, A357: 255~269
- 27 Kun S Y. δ — matrix Spin and Parity Decoherence and Damping of Coherent Nuclear Rotation: Quantum Chaos in Dissipative Heavy Ion Collisions. *Z Phys*, 1977, A357: 271~281
- 28 Kun S Y. Fourier Analysis of Nonself — averaging Quasiperiodic Oscillations in the Excitation Functions of Dissipative Heavy Ion Collisions: Quantum Chaos in Dissipative Heavy ion Collisions? *Z Phys*, 1997, A357: 367~375

Fluctuations in the Excitation Functions of Dissipative Heavy Ion Collisions

Wang Qi

(*Institute of Modern Physics, the Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000*)

Abstract The present status of the studies on the cross section fluctuation phenomenon in dissipative heavy ion collisions (DHIC) is reviewed, especially for the fluctuation characteristics and the theoretical development.

Key Words dissipative heavy ion collision cross section fluctuation angular momentum coherence