

文章编号: 1007-4627(2001)04-0238-07

量子无规运动与核耗散*

王顺金

(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000)

(兰州大学现代物理系, 甘肃 兰州 730000)

(西南交通大学现代物理研究所, 四川 成都 610031)

摘要:从动力学对称性观点出发考察了量子规则运动与无规运动, 用能级动力学研究了从量子规则运动向量子无规运动的过渡, 给出了导致能级混沌的条件, 揭示了造成能级混沌的机制, 用混沌态矢的特征解释了原子核的各态历经集体态的衰变特性, 研究了重离子碰撞中核耗散与动力学对称性破坏之间的关系.

关键词:动力学对称性; 能级动力学; 量子混沌; 原子核的各态历经集体态; 核耗散

中图分类号: O413; O571.4 **文献标识码:** A

1 概述

两类物理运动: 规则运动与无规运动——对物理运动形态的完全认识^[1-4].

(1) 经典混沌的研究促使人们把经典运动划分为规则运动与无规运动. 经典规则运动(经典可积系统)是以守恒量完全集的存在为其特征, 这是牛顿以来三个世纪的研究对象. 但是, 现在人们认识到, 经典规则运动只是凤毛麟角, 在经典哈密顿量的参数空间, 其测度几乎为零. 而经典无规运动(经典不可积系统)是以守恒量的丧失为其特征的, 这是1970年以来的研究热点. 现在, 人们认识到, 后一种系统的存在非常普遍, 在经典哈密顿量的参数空间, 其测度近乎1.

(2) 在对应原理的指引下, 人们也把量子运动划分为规则运动与无规运动. 量子规则运动(量子可积系统)是以守恒量子数完全集的存在为其特征的, 这是自N. 玻尔以来70年的研究对象. 同样, 这种系统非常稀有, 在哈密顿量的参数空间其测度近乎为零. 而量子无规运动(量子不可积系统)是以守恒量子数的丧失为其特征的, 这是1980年以来

的研究热点. 这种量子系统非常普遍, 在哈密顿量的参数空间, 其测度近乎1.

(3) 上述划分的意义在于: 1)人们对物理运动形态的认识比较完全了, 过去被忽略的一大类无规运动成为当前的研究重点, 丰富了人们对物理运动形态的认识. 2)人们认识到守恒律、动力学对称性的保持与丧失对区分两类运动的重要性. 这是物理学理论观念上的一大进展, 将在未来的物理研究中发挥越来越大的作用. 3)这种划分本身还提出了一个基本理论问题: 决定论的动力学定律与随机性的统计定律之间是如何联系与沟通的?

(4) 上述划分也引出一个难题: 在理论上, 无规运动的测度远远大于规则运动的测度; 然而, 在现实世界中, 规则运动系统的数目远远大于无规运动系统的数目. 上述矛盾现象, 无论在微观世界、宏观世界和宇观世界中均存在着.

对上述佯谬一个可能的解释是: 结构的形成和运动的分化, 以及由此导致的事物的多样性, 是以规则运动的存在为前提. 因为只有规则运动才提供了事物存在所必需的稳定性. 虽然无规运动在可能性上具有很大的概率, 由于其不稳定性, 在现实世

收稿日期: 2001-09-29; 修改日期: 2001-10-22

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19775020、10175029); 教育部博士点基金资助项目; 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心基金资助项目

作者简介: 王顺金(1937-), 男(汉族), 四川德阳人, 教授, 博士生导师, 从事关联动力学与重离子输运理论、代数动力学与人造量子系统的研究.

界中,在时间演化的长河中,它们转瞬即逝,只有那些稳定的规则运动保留在时间的长河中.因此规则运动辅以小涨落是事物存在的基本形态之一.

2 量子规则运动与无规运动及其共存 ——核物理学中的一个既存事实

量子规则运动和无规运动及其共存在,可以在单粒子运动和集体运动中看到.

(1) 在单粒子量子运动中,两类运动及其共存的例子是,对规则运动有谐振子、氢原子、周期场中电子的布洛赫运动,以及原子核中核子的壳层运动;对无规运动,有中子在复合核中的散射和八极形变核内核子的运动.两类运动共存的最突出的例子是强磁场中氢原子的电子运动和高速转动原子核中核子的运动.在此,粒子在回转平面内的运动是规则的,而其余两个分量的运动则是高度无规的.

(2) 在量子集体运动中,也存在两类运动及其共存.规则集体运动的例子是:双原子分子的转动、振动,原子核的集体转动、振动和巨共振.无规运动的例子是原子核的各态历经集体运动态^[5](不同转动带的混杂).两类运动共存及转化的例子有:热原子核的巨共振^[6](这是建立在无规热运动之上的规则运动)和重离子碰撞中的耗散(此处规则的集体运动转化为核子的无规热运动).

(3) 研究两类量子运动的有效方法之一是动力学对称性(及其丧失)途径.这种方法是基于两类量子运动的特征:1)规则运动以守恒量子数完全集的存在为特征;由于守恒量子数完全集的根源是系统的动力学对称性,所以规则运动可以用动力学对称性的保持来描述.2)无规运动以守恒量子数的丧失为特征;由于守恒量子数的丧失与动力学对称性的丧失相联系,所以无规运动可以用动力学对称性的丧失来描述^[3,7].

动力学对称性途径可以定量化、具体化为系统哈密顿的表述:

$$H(\lambda) = H_0 + \lambda V, \quad (1)$$

其中具有动力学对称性的 H_0 描述规则运动,而破坏动力学对称性的 V 描述无规运动.研究 $H(\lambda)$ 的本征解随 λ 的变化,就可以描述规则运动向无规运

动的转变过程.

3 原子核的各态历经集体运动态:能级动力学研究与计算机实验

3.1 Bohr-Mottelson 的预言及实验发现

Bohr-Mottelson 的预言^[5],在高自旋态的 Yrast 线以上 1-2 MeV 的能区,集体运动态密度 ρ ($\rho=1/D$, D 为平均能级间隔)很大,而剩余相互作用(λV)接近平均能级间隔($\lambda V \approx D$),它把不同内禀带的集体运动态强烈地混杂起来,形成各态历经集体运动态——(ergodic collective states)遍及集体运动子空间的混杂的态.

各态历经集体运动态的衰变特性不同于规则的集体运动态.从规则的集体运动态到规则的集体运动态的 γ 跃迁,具有尖锐的谱线与明确的选择定则;而从一个各态历经集体态到另一个各态历经集体态的 γ 跃迁,其跃迁强度形成一个不连续的分布:一个弱的峰不连续地嵌在扩展的背景之中.在实验中,人们看到了集体运动跃迁中的关联成分与非关联成分,在超形变高自旋态核 ^{194}Hg 和 ^{194}Pb 的 γ 衰变谱中,观测到了上述现象^[8,9].

3.2 能级动力学研究^[10]

能级动力学是描述能级随微扰强度变化而演化的动力学.我们把动力学对称性理论和多体理论方法纳入了能级动力学,使之适合描述从量子规则运动向无规运动的过渡.系统的哈密顿量可写为^[10]:

$$H(\lambda) = H_0 + \lambda V = H_0 + \lambda V^{\text{dia}} + \lambda V^{\text{off}}, \quad (2)$$

设具有动力学对称性的 H_0 的本征解为

$$H_0 |n(0)\rangle = E_n(0) |n(0)\rangle, \quad (3)$$

在 H_0 表象,破坏动力学对称性的 V 可分解为对角部分 V^{dia} 和非对角部分 V^{off} .显然 V^{dia} 与 H_0 对易,而 V^{off} 破坏动力学对称性造成能级混杂.

$H(\lambda)$ 的本征解可按 H_0 的本征解展开,

$$H(\lambda) |n(\lambda)\rangle = E_n(\lambda) |n(\lambda)\rangle, \quad (4a)$$

$$|n(\lambda)\rangle = \sum_m C_{nm}(\lambda) |m(0)\rangle. \quad (4b)$$

从(2)-(4)式,可得能级动力学的基本方程:

$$\frac{dE_n}{d\lambda} = V_{nn}, \quad (5a)$$

$$\frac{dV_{nn}}{d\lambda} = 2 \sum_{m \neq n} \frac{V_{nm} V_{mn}}{E_n - E_m}, \quad (5b)$$

$$\frac{dC_{nm}}{d\lambda} = \sum_{l \neq n} \frac{V_{lm} V_{ln}}{E_n - E_l}. \quad (5c)$$

我们再把多体理论方法纳入能级动力学, 把能级动力学变量与一维具有内禀结构的多子系统的粒子坐标、动量和内禀波函数对应起来,

$$\{E_n(\lambda), V_m(\lambda), C_{nm}(\lambda), \lambda\} \rightarrow \{X_n(t), P_n(t), C_{nm}(t), t\} \quad (6)$$

这里的 $\{X_n(t), P_n(t), C_{nm}(t), t\}$ 是第 n 个粒子的在时刻 t 的坐标、动量和内禀波函数. 这样一来, 每条能级(能量与波函数)对应一个具有内禀结构的粒子, 能级动力学系统对应于多粒子动力学系统, 能级准交叉对应于粒子碰撞(相互作用).

按照多体理论, 长程相互作用($|E_n - E_m|$ 大的 V_{nm}) 导致光滑的平均场及平滑变形的轨道(能级分布的变形), 短程相互作用($|E_n - E_m|$ 小的 V_{nm}) 导致相对于平均场和平滑轨道的滞落(能级分布的滞落). 正如多次粒子短程碰撞是产生分子混沌的原因一样, 多次能级准交叉是产生能级混沌分布的原因.

能级动力学的主要结果如下^[11]:

(1) 产生混沌的条件

从能级动力学基本方程可得到产生混沌的条件:

$$\lambda V \approx D, \Delta n = 4 - 5, \Gamma_n = 25 - 32, \quad (7)$$

也就是说, 当微扰接近平均能级间隔, 每条能级平均经历 4-5 次准交叉, 能级的混杂宽度为 25-32 条时, 能级系统的分布出现混沌. 计算机实验证实了能级动力学的上述结论.

表 1 关于量子混沌产生条件的计算机实验

D/keV	$\lambda V/\text{keV}$	$\lambda V/D$	Γ_n	Ref.
1	1	1	25	[10]
1	1.15	1.15	29	[12]
2	2	1	40	[13]
10	15	1.5	30	[14]

(2) 本征能量和波函数对微扰强度的敏感性
从能级动力学方程可得:

1) 能量敏感度

$$S[E, \lambda] = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left(\frac{dE_n}{d\lambda} \right)^2 \approx \frac{4}{N} \sum \frac{V_{nm}^2}{(E_n - E_m)^2} \quad (8)$$

2) 波函数敏感度

$$S[\Psi, \lambda] = \left\langle \frac{d\Psi_i}{d\lambda} \middle| \frac{d\Psi_i}{d\lambda} \right\rangle \approx \sum \frac{V_{in}^2}{(E_n - E_i)^2} \quad (9)$$

从上式可见, 与能级准交叉相关的非线性放大(1/

$(E_n - E_m)^2$) 是导致能级对 λ 敏感的根本. 图 1、图 2 是关于 $S[\Psi, \lambda]$ 、 $S[E, \lambda]$ 的计算机实验的结果, 证明了上述结论的正确性. 当 λ 小时, 系统的能级分布是规则的, 能级准交叉很少, 因而 $S[\Psi, \lambda]$ 、 $S[E, \lambda]$ 很小; 当 λ 接近临界值 $\lambda_c (= 2)$ 时, 出现很多能级准交叉, 使 $S[\Psi, \lambda]$ 、 $S[E, \lambda]$ 迅速增长.

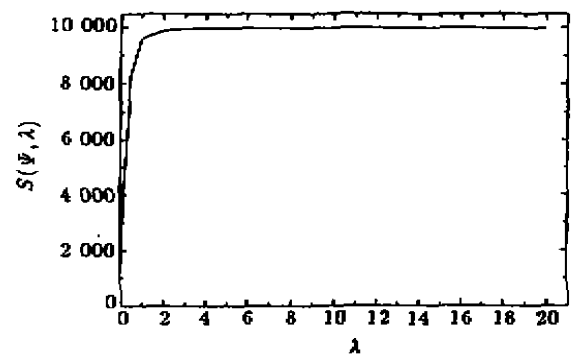


图 1 波函数对微扰强度的敏感性

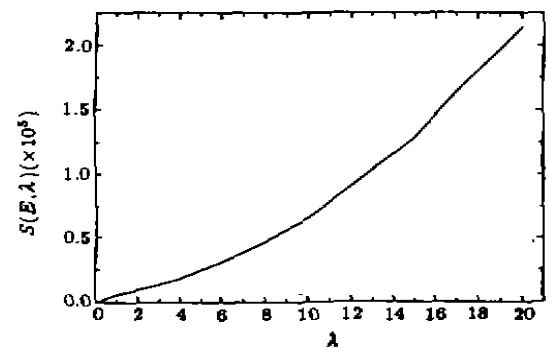


图 2 能级对微扰强度的敏感性

(3) 强度函数的扩散宽度可分解为

$$\Gamma(\lambda) = \Gamma^r + \Gamma^f, \quad (10)$$

规则部分

$$\Gamma^r \approx 2\pi\lambda^2 \frac{V^2}{D} \quad \text{正比于 } \lambda \text{ 的二次方} \quad (11a)$$

涨落部分

$$\Gamma^f \approx k\lambda V \sqrt{S[\Psi, \lambda]} \quad \text{正比于 } \lambda \text{ 的一次方} \quad (11b)$$

规则部分也可从 pick-fence 模型^[12]得到, 而涨落部分则是能级动力学给出的新结果. 图 3 是计算机实验的数值结果, 验证了能级动力学的结果(10)、(11); 当 λ 小时, 规则部分的贡献是主要的, $\Gamma(\lambda)$ 对 λ 呈抛物线关系; 当 λ 大时, 涨落部分的贡献是主要的, $\Gamma(\lambda)$ 对 λ 呈线性关系, 而且用图 1($S[\Psi, \lambda]$) 计算的 $\Gamma(\lambda)$ 的数值也与图 3 的 $\Gamma(\lambda)$ 接近.

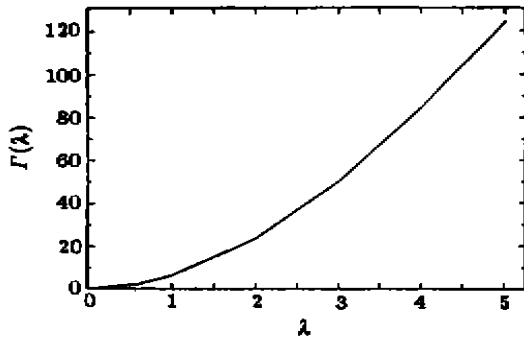


图 3 扩散宽度 $\Gamma(\lambda)$ 随 λ 的变化

(4) a. 无规基矢 $|c(\lambda_2)\rangle$ 按规则基矢 $|m(\lambda_1)\rangle$ 的展开 ($\lambda_1 < \lambda_c, \lambda_2 > \lambda_c$)，几率分布为罗伦兹型：

$$P_{cm} = \frac{D}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E_c(\lambda) - E_m)^2 + \Gamma^2} \quad (12)$$

b. 无规基矢 $|c(\lambda_2)\rangle$ 按另一无规基矢 $|m(\lambda_1)\rangle$ 的展开 ($\lambda_1, \lambda_2 > \lambda_c$)，几率分布具有不连续性，其中相干分量为一峰：

$$P_{cc} = 1 - \tau \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \langle S[\Psi, t] \rangle dt \quad (13a)$$

非相干分量为弱的背景：

$$P_{cm \neq c} = \tau \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left\langle \frac{V_{mc}^2}{(E_n - E_m)^2} \right\rangle dt \quad (13b)$$

(5) 原子核的各态历经集体运动态的衰变特性的解释

设具有动力学对称性的 H_0 描述规则的高自旋态的各个转动带，而破坏动力学对称性的 V 把各个不同内禀态的转动带混杂起来。正如 Bohr-Mottelson 所指出的，当微扰强度接近平均能级间隔 ($\lambda V \approx D$) 时，将出现集体转动带的强混杂，产生原子核的各态历经集体运动态。从理论分析^[14]可知，从一个各态历经集体运动态 $|c(\lambda_2)\rangle$ 向另一组各态历经

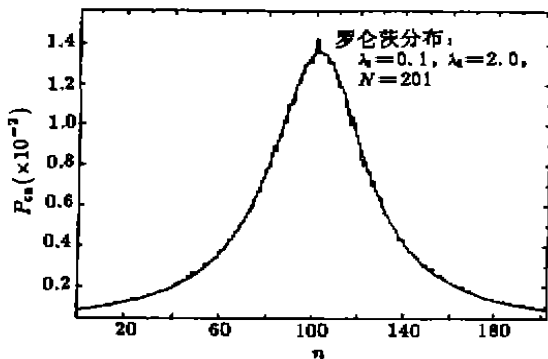


图 4 无规基矢 $|c(\lambda_2)\rangle$ 按规则基矢 $|m(\lambda_1)\rangle$ 的展开

集体运动态 $|m(\lambda_1)\rangle$ 的跃迁几率正比于 P_{cm} 。因此，(13a, b) 正好描述了原子核的各态历经集体运动态的衰变特性：混沌态之间的跃迁强度具有不连续性，一个尖锐的峰不连续地嵌在弱的统计背景之中。图 4、图 5 是计算机实验的数值结果 (Hilbert 空间维数 $N=201$)，很好地验证了能级动力学的结果 (12) 和 (13) 式。图 6 是高自旋态超形变核 ^{194}Hg 的 γ 衰变谱，清楚地显示出规则集体态之间的跃迁 (尖锐的分离谱线) 与混沌集体态之间的跃迁 (几条弱峰嵌在连续背景之中) 的区别。

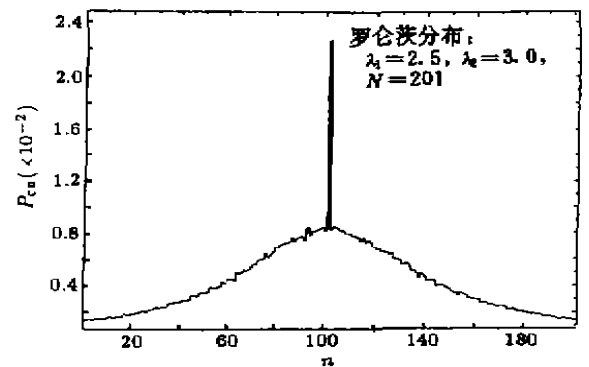


图 5 无规基矢 $|c(\lambda_2)\rangle$ 按另一组无规则基矢 $|m(\lambda_1)\rangle$ 的展开

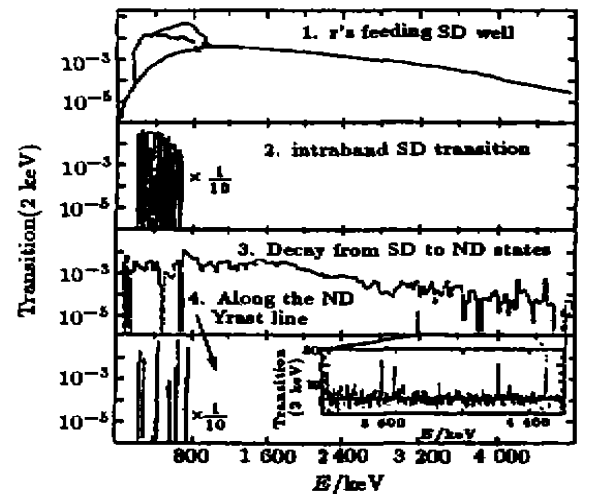


图 6 高自旋态超形变核 ^{194}Hg 的 γ 衰变谱，表现出量子规则运动-混沌运动-规则运动的转变；其中混沌态之间的跃迁几乎由一个嵌在统计背景中的弱峰组成，可用本文的理论模型加以说明

4 量子规则系统和无规系统对外场的响应^[16]

4.1 能级动力学研究

考虑系统 $H(t)$ ，它描述一个规则系统 H_0 受到

时间有关外场 $V(\alpha(t))$ 的影响,

$$H(t) = H_0 + V(\alpha(t)). \quad (14)$$

(1) 若 H_0 具有动力学对称性, $V(\alpha(t))$ 保持这种对称性, 即

$$[H_0, V] = 0, \quad (15a)$$

则响应是弹性的, 系统能量通过 $\alpha(t)$ 依赖时间, 即

$$E(t) = E(\alpha(t)). \quad (15b)$$

(2) 若 $V(\alpha(t))$ 破坏了这种动力学对称性, 即

$$[H_0, V] \neq 0. \quad (16a)$$

响应分几种情况:

1) 在绝热极限 $\alpha \approx 0$, 响应仍然是弹性的:

2) 非绝热响应: 考虑外场周期性变化, 一个

周期 T 的时间演化算子为

$$U(T) = \hat{T} \exp(i \int_0^T H(\tau) d\tau). \quad (16b)$$

(i) 若初态 $\Psi(0)$ 是时间演化算子 $U(T)$ 的本征态, 则响应是准弹性的, 即

$$E(nT) = \langle \Psi(nT) | H(nT) | \Psi(nT) \rangle$$

$$= E(0) = \langle \Psi(0) | H(0) | \Psi(0) \rangle$$

$$E(t) \neq E(0), t \neq nT. \quad (16c)$$

(ii) 若初态 $\Psi(0)$ 不是时间演化算子 $U(T)$ 的本征态, 则响应是非弹性的, 若 $\Psi(0) = \Psi_0$ 是 H_0 的基态, 则系统会吸收能量

$$E(t) > \langle \Psi_0(0) | H(0) | \Psi_0(0) \rangle = E_0(0).$$

$$(16d)$$

强混沌系统将产生强耗散.

4.2 计算机实验

考虑 $SU(2)$ 模型,

$$H(\alpha(t)) = H_0 + \alpha(V^{dia} + V^{off}), \quad (17a)$$

$$H_0 = 2j \sin \left[\frac{\arcsin(J_0/j)}{2} \right], \quad (17b)$$

$$V^{dia} = (-1)^{j_0} \left[\beta_1 \cos \left(\frac{2\pi k_1 J_0}{j} \right) + \beta_2 \cos \left(\frac{2\pi k_2 J_0}{j} \right) \right], \quad (17c)$$

$$V^{off} = \frac{J_+ + J_-}{j}, \quad (17d)$$

$$\beta_1 = 0.5, \beta_2 = -1.0,$$

$$\frac{k_1}{j} = \frac{8}{500}, \frac{k_2}{j} = \frac{28}{500}, \quad (17e)$$

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \Delta \alpha \sin \omega t. \quad (17f)$$

研究下列物理量随时间的变化, 能量:

$$E^{m_0}(t) = \langle \Psi_{m_0}(t) | H(\alpha(t)) | \Psi_{m_0}(t) \rangle, \quad (18a)$$

角动量扩散:

$$\sigma_{m_0}^2(t) = \langle \Psi_{m_0}(t) | (J_0 - \langle \Psi_{m_0}(t) | J_0 | \Psi_{m_0}(t) \rangle) | \Psi_{m_0}(t) \rangle, \quad (18b)$$

分布几率:

$$P^{m_0}(t) = |C_{m_0 m}(t)|^2, \quad (18c)$$

$C_{m_0 m}(t)$ 的定义如下:

$$|\Psi_{m_0}(t)\rangle = \sum_m C_{m_0 m}(t) \exp(-i\theta_m(t)) |m\rangle, \quad (18d)$$

$$J_0 |m\rangle = m |m\rangle.$$

计算机实验结果见图 7、图 8. 结果证实了上述一般结论.

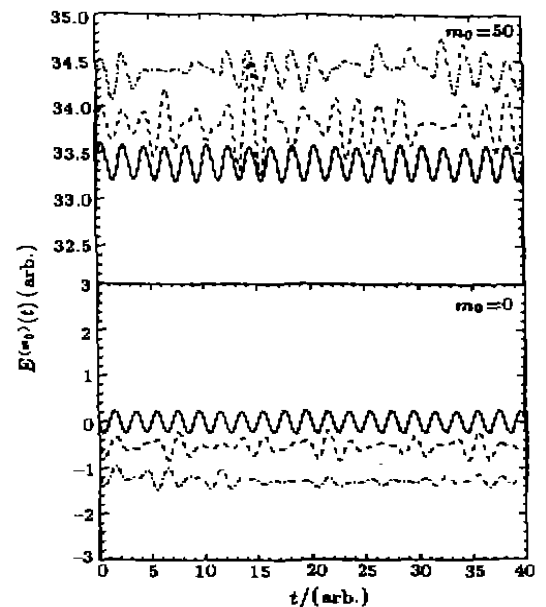


图 7 规则系统和无规系统的能量随时间的变化
— ($\alpha_0 = 0$) 对应规则运动, --- ($\alpha_0 = 1.0$) 对应过渡区, - · - ($\alpha_0 = 2.3$) 对应无则运动.

4.3 重离子碰撞中的核耗散

上述结果有助于理解重离子碰撞中的核耗散: 在与平均场相联系的单体耗散、以及与核子-核子碰撞相联系的二体耗散中, 对称性高的平均场和核子-核子相互作用, 将导致较小的核耗散^[17]; 强混沌系统将产生强耗散.

5 结论与讨论

(1) 用动力学对称性理论和多体理论方法改进后的能级动力学对描述量子规则运动向量子无规运动的过渡是有效的.

(2) 量子混沌产生的条件是: 破坏动力学对称性的微扰强度 λV 接近 H_0 的平均能级间隔 D , 每条

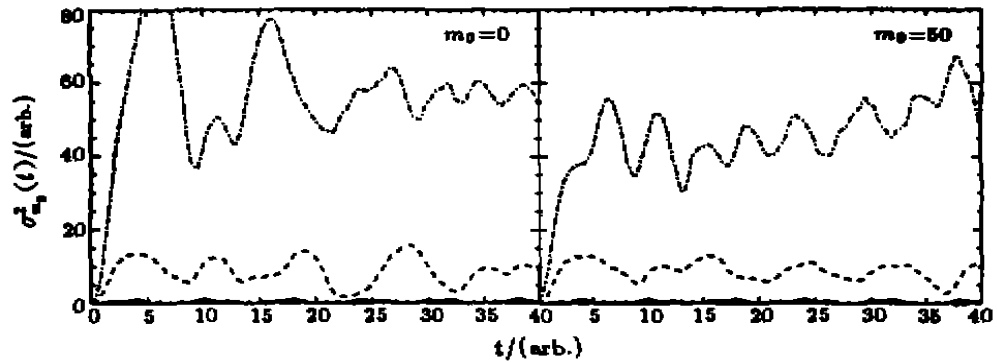


图8 规则系统和无规系统的角动量的扩散

— ($\sigma_0=0$) 对应规则运动, --- ($\sigma_0=1.0$) 对应过渡区, -·-·- ($\sigma_0=2.3$) 对应无规运动。

能级准交叉(碰撞)的平均次数为4-5,波函数强混杂的宽度为25-32。

(3)量子混沌产生的机制是:破坏动力学对称性的微扰接近平均能级间隔时,使众多能级多次交叉,导致波函数的强混杂和能级的剧烈涨落;能级准交叉造成能级混沌类似于分子碰撞导致分子无规热运动。

(4)能级和波函数对微扰强度的敏感性来自于能级准交叉产生的奇异性($1/(E_n - E_m)^2$)对涨落的非线性放大。

(5)无规基矢的特性是:同一无规基矢的不同分量和不同无规基矢之间是统计独立的,这种统计

独立性导致几率分布的不连续性。

(6)原子核的各态历经集体态的衰变特性可以解释为混沌态之间的跃迁。

(7)量子系统对外场的响应的性质与系统动力学对称性有关;保持动力学对称性时,响应是弹性的;破坏动力学对称性时,响应是非弹性的;混沌系统导致强耗散。

(8)在重离子碰撞中,在与平均场相联系的单体耗散、以及与核子-核子碰撞相联系的二体耗散中,对称性高的平均场和核子-核子相互作用,将导致较小的核耗散;强混沌系统将产生强耗散。

参 考 文 献:

- [1] Lichtenberg A J, Lieberman M A. Regular and Stochastic Motion[M]. New York: Springer-Verlag, 1983.
- [2] Hietarinta J. Classical Versus Quantum Integrability [J]. J Math Phys, 1984, 25: 1 833-1 840; Zhang W M, Feng D H, Yuan J M, *et al.* Integrability and Non-integrability of Quantum Systems; (I) Quantum integrability and dynamical symmetry[J]. Phys Rev, 1989, A40, 4: 4-447.
- [3] 王顺金. 人造量子系统的理论研究及代数动力学. 物理学进展, 1999, 19(4): 331-373.
- [4] 徐躬耦. 量子混沌运动[M]. 上海: 上海科学技术出版社, 1995; 徐躬耦, 杨亚天. 微观世界中的混沌[M]. 长春: 东北师范大学出版社, 1999.
- [5] Bohr A, Mottelson B R. Single Particle and Collective Aspects of Nuclear Rotation[J]. Phys Scripta, 198, 24: 71-76.
- [6] 王顺金. 热原子核巨共振的非微扰研究与二体关联动力学[J]. 物理学进展, 1997, 17(4): 419-429.
- [7] 王顺金, 殷雄. 原子核的无规运动[C]. 全国重离子物理讨论会会议文集, 兰州, 1987, 64.
- [8] Krueken R, Dewald A, Sala P, *et al.* Decay out of Spin Superdeformed States in ^{208}Pb by Weak Mixing with Normal Deformed States[J]. Phys Rev Lett, 1994, 73: 3 359-3 362; Kuehn R, Dewald A, Krueken R, *et al.* Recoil-distance Doppler-Shift Lifetime Measurement of Low-Lying Superdeformed States in ^{199}Hg [J]. Phys Rev, 1997, C55: R1 002-R1 006.
- [9] Weidenmueller H A, Brautano P V, Barrett B R. Spreading Width for Decay out of a Superdeformed Band[J]. Phys Rev Lett, 1998, 81: 3 603-3 606; Gu J Z, Weidenmueller H A. Decay out of a Superdeformed Band[J]. Nucl Phys 1999, A660: 197-215.
- [10] Wang S J, Chu S Y. Level Dynamics: An approach to the study of avoided level-crossing and transition to chaos[J]. Phys Rev, 1993, A47: 3 546-3 553.
- [11] Wang S J, Jie Q L. General Features of Quantum Chaos and

- Its Relevance to Nuclear Physics[J]. Phys Rev., 2001, C65: 014309-1—014309-10.
- [12] Norenberg W, Milek B. Quantum Chaos and Dissipation in Nuclear Systems[J]. Nucl Phys., 1992, A545: 485c—496c.
- [13] Matsuo M, Dossing T, Herskind B, *et al.* Poisson and Porter-Thomas Fluctuations in Off-yrast Rotational Transitions[J]. Nucl Phys., 1993, A564(3): 347—365.
- [14] Aberg S. Onset of Chaos in Rapidly Rotating Nuclei[J]. Phys Rev Lett., 1990, 64: 3 119—3 122; Aberg S. Quantum Chaos and Rotational Damping[J]. Progr Part Nucl Phys., 1992, 28: 11—47.
- [15] Mahaux C, Weidenmueller H A. Shell Model Approach to Nuclear Reactions[M]. Amsterdam-London: North-Holland Publishing Company, 1969; Jenkne J P, Mahaux M. Mixing between Simple and Complicated States and Identification of Doorway States[J]. Nucl Phys., 1969, A136: 49—69
- [16] Wang S J, Typel S, Weiguny A, *et al.* Response of a Quantum System to a Time-dependent External Field and Dynamical Symmetry of the System[J]. J Phys., 1998, A31(25): 5 585—5 598.
- [17] Liu J Y, Guo W J, Wang S J, *et al.* Nuclear Stopping as a Probe to In-medium Nucleon-nucleon Cross Section in Intermediate Energy Heavy Ion Collisions[J]. Phys Rev Lett., 2001, 86(6): 975—978.

Quantum Chaotic Motion and Nuclear Dissipation *

WANG Shun-jin

(Center of Nuclear Theoretical Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China)

(Department of Modern Physics, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

(Institute of Modern Physics, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China)

Abstract: Quantum regular and irregular motions are investigated from the viewpoint of dynamical symmetry. The transition from quantum regular motion to chaotic motion is studied by level dynamics and computer experiments. The conditions for onset of quantum chaos are presented. The mechanism for causing chaotic level spectrum is unveiled. The decay behavior of the nuclear ergodic collective states is explained in terms of the peculiar property of chaotic states. The connection between nuclear dissipation and dynamical symmetry breaking is explored.

Key words: dynamical symmetry; level dynamics; quantum chaos; nuclear ergodic collective state; nuclear dissipation

* Foundation item: NSFC (19775020, 10175029); the Foundation for Ph. D. Training Program of China; Foundation of Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou