

文章编号: 1007-4627(2018)04-0543-06

随机相互作用系综内的镭同位素电磁矩线性演化

雷杨¹, 覃珍珍²

(1. 西南科技大学国防科技学院, 四川 绵阳 621010;

2. 西南科技大学理学院, 四川 绵阳 621010)

摘要: 在随机相互作用系综内, 镭同位素 $11/2^-$ 同质异能态的电四极矩与磁偶极矩总是倾向于随中子数的增加呈线性演化, 这与近年来的实验观测是一致的。除了对力对磁矩线性演化的决定性影响之外, 特定形式的质子-中子相互作用被认为是这种线性演化的主要驱动力: 电矩的线性演化要求质子中子之间的四极相互作用; 磁矩则要求质子中子之间的短程相互作用, 并且这种相互作用应具有与真实核相互作用一致的相对强度与正负性。

关键词: 随机相互作用; 原子核电磁矩线性关联; 质子中子相互作用

中图分类号: O571.21 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.35.04.543

1 引言

原子核是典型的复杂量子多体系统。但是它们的能谱与电磁性质实际上又是非常规则的。比如说, 所有偶偶核的基态均为 0^+ 态, 而它们的第一激发态大多为 2^+ 态; 它们的第一个 2^+ 态电矩与第二个 2^+ 态电矩通常大小约等、符号相反^[1]。实际上, 在原子核结构模型计算中, 即使使用随机数作为相互作用矩阵元, 这两种核规则行为也会大概率地出现^[2-3]。这就说明这些核规则行为并不依赖于特定的相互作用细节, 而与核系统的基本对称性可能有着比较深层次的联系^[4-8]。这种使用随机数作为相互作用参数来研究原子核结构的方法被称为“随机相互作用(random interaction)方法”。所有可能的随机相互作用及其对应的核结构模型计算结果就组成的“随机相互作用系综”(random-interaction ensembles)。随机相互作用方法也可以应用于研究特定核规则行为所对应的相互作用特征。

最近实验发现镭同位素 $11/2^-$ 同核异能态的电四极矩与磁偶极矩(分别简写作 Q 与 μ 值)随中子数的增加呈线性演化^[9]。其中电矩的线性演化被认为是中子 $h_{11/2}$ 轨道上 seniority scheme 的直接结果。此后, 一些理论工作也试图从更微观的角度来理解这种线性演化行为。比如说, Takacsy^[10] 在 BCS 框架下分析了这种线性演化所对应的粒子数占据行为; 赵鹏巍等^[11] 使用密度泛函理论将电矩的线性演化归结于核子配对; 本

文作者曾根据这种线性演化研究了镭同位素的粒子-空穴变换行为^[12], 但是这种复杂原子核体系所浮现的简单演化行为的来源仍有待进一步探索。特别地, 除了 seniority scheme 之外, 这些线性演化行为是否可能存在其它的驱动力, 是否对组态空间或相互作用细节有特定要求? 回答这些问题就需要使用随机相互作用来有针对性地研究镭同位素的电磁矩演化行为。需要强调的是, 此前随机相互作用研究主要集中于研究孤立偶偶核的规则行为, 对原子核结构演化的研究并不多见。因此使用随机相互作用将多个核子作为一个整体来进行研究仍是比较新颖的。

2 理论计算框架

针对质量数 $A=113\sim 129$ 的镭同位素, 随机相互作用计算可以基于壳模型。相应的单粒子空间局限在 $Z=40\sim 50$, $N=64\sim 82$ 子壳中, 包括 $\pi 0g_{9/2}$, $\nu 2s_{1/2}$, $\nu 1d_{3/2}$ 与 $\nu 0h_{11/2}$ 四个单粒子轨道, 并采用简并的单粒子能级(与文献^[9]一致)。计算主要在两体随机相互作用系综(two-body random interaction, TBRE)内进行^[14-16]。在 TBRE 中所有的两体相互作用矩阵元(简写作 V_{ijkl}^J)均为独立的高斯随机数。其分布的中心均为 0, 展宽满足

$$\langle V_{ijkl}^J V_{i'j'k'l'}^{J'} \rangle = \delta_{ii'} \delta_{jj'} \delta_{kk'} \delta_{ll'} \delta_{JJ'} (1 + \delta_{ik} \delta_{jl}), \quad (1)$$

上式中 $\langle \rangle$ 表示取平均(这一记法将在全文中所沿用);

收稿日期: 2018-08-04; 修改日期: 2018-09-04

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11647059, 11305151); 西南科技大学教育改革项目(17xn0102); 西南科技大学博士基金项目(18zx7147)

作者简介: 雷杨(1985-), 男, 四川南充人, 副研究员, 博士, 从事原子核结构理论研究; E-mail: leiyang19850228@gmail.com.

J 表示相互作用的秩; i, j, k, l 可取值 1, 2, 3, 4, 分别对应 $g_{9/2}, s_{1/2}, d_{3/2}, h_{11/2}$ 单粒子轨道。比如, V_{1414}^J 就代表 $g_{9/2}$ 与 $h_{11/2}$ 之间的 J 秩质子-中子相互作用。

首先计算在 TBRE 中生产三百万组随机相互作用, 并输入到 ANTOINE 壳模型程序^[17], 以计算 $^{113\sim 129}\text{Cd}$ 同位素 $11/2^-$ 同质异能态的电磁矩, 共涉及 9 个奇 A 核。其中, 在电矩计算中, 质子有效电荷设为 $1.5e$, 中子有效电荷设为 $0.5e$; 在磁矩计算中, 质子自旋 g 因子为 $5.586 \times 0.7 \mu_N$; 质子轨道 g 因子为 $1 \mu_N$; 中子自旋 g 因子为 $-3.826 \times 0.7 \mu_N$; 中子轨道 g 因子为 0。

为了定量描述电磁矩随中子数演化的线性度, 可以引入 Pearson 关联系数^[18] (简称为 ρ_Q 与 ρ_μ 分别对应 Q 值与 μ 值)。它们可以由下式计算

$$\rho_Q = \frac{\sum(Q_i - \bar{Q})(N_i - \bar{N})}{\sqrt{\sum(Q_i - \bar{Q})^2} \sqrt{\sum(N_i - \bar{N})^2}}, \quad (2)$$

$$\rho_\mu = \frac{\sum(\mu_i - \bar{\mu})(N_i - \bar{N})}{\sqrt{\sum(\mu_i - \bar{\mu})^2} \sqrt{\sum(N_i - \bar{N})^2}},$$

其中: Q_i, μ_i 与 N_i 分别对应第 i 个镉同位素的电矩、磁矩与中子数。 $\bar{Q}, \bar{\mu}, \bar{N}$ 分别代表对 9 个镉同位素的 Q, μ 以及中子数的平均值。计算所得 ρ_Q 与 ρ_μ 应介于 -1 与 1 之间。当其等于 $-1, 0$ 与 1 时分别对应完美负相关线性、无线性关联以及完美正相关线性。因此, ρ_Q 与 ρ_μ 的绝对值就可以反映出电磁矩与中子数之间的线性关联度。例如, 根据实验数据^[9] 就可计算得 $\rho_Q = 0.997$, 非常接近于 1, 说明实验电矩与中子数有比较好的正相关线性关联。这与实验观测结论是一致的。在以下随机相互作用分析中, 也应关注在随机系综内具有 $\rho_Q > 0.9$ 与 $\rho_\mu > 0.9$ 特征的样本, 以反映实验事实。

在本文电磁矩计算中, 有效电荷与 g 因子源自于经验数值。但是在理论核计算或在真实核体系中, 这些参数应该是有变化的。这就需要首先定性分析, 这些电磁矩参数的变化对电磁矩的线性行为(也就是 ρ_Q 与 ρ_μ 的数值) 有怎样的影响。第 i 个 Cd 同位素的电矩可写作质子与中子对电矩贡献之和

$$Q_i = e_\pi T_i^\pi + e_\nu T_i^\nu, \quad (3)$$

其中: T_i^π 为第 i 个 Cd 同位素质子波函数的电四极算符矩阵元; T_i^ν 为中子波函数矩阵元。那么根据式(2), ρ_Q 可以写成

$$\rho_Q = \frac{\sum(e_\pi T_i^\pi + e_\nu T_i^\nu - e_\pi \bar{T}^\pi - e_\nu \bar{T}^\nu)(N_i - \bar{N})}{\sqrt{\sum(e_\pi T_i^\pi + e_\nu T_i^\nu - e_\pi \bar{T}^\pi - e_\nu \bar{T}^\nu)^2} \frac{1}{\sqrt{\sum(N_i - \bar{N})^2}}}, \quad (4)$$

其中: \bar{T}^π 与 \bar{T}^ν 分别代表 T_i^π 与 T_i^ν 的平均值。Cd 同位素只有两个价质子, 而价中子数则是具有很大的变化。因此在这条同位素链上, 随价中子数的增加, 质子组态的变化要远小于对中子组态。定性地, 可以认为 T_i^π 的数值波动远小于 T_i^ν , 使得 $|T_i^\pi - \bar{T}^\pi| \ll |T_i^\nu - \bar{T}^\nu|$, 甚至可以近似认为 $|T_i^\pi - \bar{T}^\pi| \sim 0$, 于是有

$$\rho_Q \simeq \frac{\sum(T_i^\nu - \bar{T}^\nu)(N_i - \bar{N})}{\sqrt{\sum(T_i^\nu - \bar{T}^\nu)^2} \sqrt{\sum(N_i - \bar{N})^2}}. \quad (5)$$

上式与具体的有效电荷数值无关, 可以认为有效电荷对电矩的线性行为的影响非常小。

根据相同的逻辑, 质子的 g 因子对磁性线性行为的影响也是非常小的。进一步地, 由于中子的轨道 g 因子应该比自旋 g 因子小得多, 可以忽略中子轨道部分对磁矩的贡献, 于是 ρ_μ 也可以近似写成:

$$\rho_\mu \simeq \frac{\sum(S_i^\nu - \bar{S}^\nu)(N_i - \bar{N})}{\sqrt{\sum(S_i^\nu - \bar{S}^\nu)^2} \sqrt{\sum(N_i - \bar{N})^2}}, \quad (6)$$

其中 S_i^ν 就是第 i 个 Cd 同位素中子波函数的自旋算符矩阵元。上式与具体的 g 因子数值也没有很强的关联。因此认为, 如果 g 因子的具体取值与经验数值有相同的量级时, 它们对磁矩的线性行为影响也是非常小。

针对上述分析, 可以进行如下数值实验: 用随机数作为有效电荷与 g 因子, 反复在随机系综内进行计算 ρ_Q 与 ρ_μ , 观察这两个数值的具体变化。根据计算结果, 当有效电荷与 g 因子都在正常经验值量级范围内时, ρ_Q 与 ρ_μ 仅有约 0.1 的波动。但是, 如果进行非常随意的取值, ρ_Q 与 ρ_μ 有比较明显的波动。特别地, 当取比较大的中子轨道 g 因子时 ($\sim 1 \mu_N$), ρ_μ 变化就更为突出, 甚至可能反号。

作为随机系综研究, 应该更关注系综内 ρ_Q 与 ρ_μ 的分布, 而非某一次计算的电磁矩线性度。因此, 定义 $P(\rho_Q)$ 与 $P(\rho_\mu)$ 分别对应 ρ_Q 与 ρ_μ 在随机系综内的分布函数。同时需要注意, 即使是 9 个独立的随机数也有一定可能性偶然地呈现出线性关联。随机系综统计也必然会受到这种偶然线性的干扰。为消除这种干扰, 首先生成二千五百万组高斯随机数组(含 9 个元素), 进而计算每组高斯随机数与一个线性增长的 9 元素整数数组之间的 Pearson 系数, 并统计这些系数的分布, 以

作为系综统计的“本底”。这样的分布被简写作 P_{bkg} 。图 1(a) 给出了最终 P_{bkg} 结果。

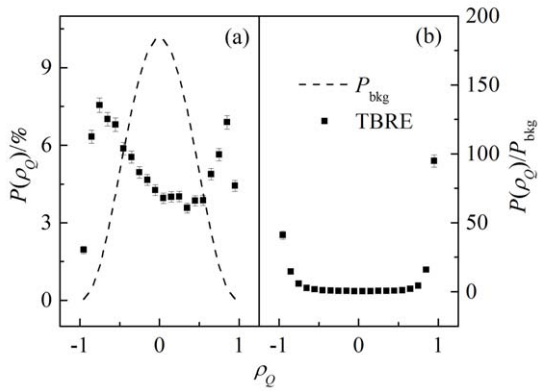


图 1 TBRE 中的 $P(\rho_Q)$ ，并与背景分布 (P_{bkg}) 进行对比。图 (a) 呈现出直接的对比；在图 (b) 中 $P(\rho_Q)$ 已被 P_{bkg} 归一化。图中误差估计均源自统计误差。

3 电矩的线性演化行为

图 1(a) 也给出了在 TBRE 中的 $P(\rho_Q)$ 分布。可以看到这一分布完全不同于 P_{bkg} ，呈现出两个接近 $\rho_Q = \pm 1$ 主峰。这说明在 TBRE 中 Q 值有很大可能性随中子数增加呈线性演化。在图 1(b) 中， $P(\rho_Q)$ 被 P_{bkg} 归一化，以消除偶然线性的干扰。这使得 $\rho_Q = \pm 1$ 两峰更为明显，进一步体现出 TBRE 中的电矩线性演化占优行为。

为了研究正相关电矩线性演化的相互作用特征，可以首先在 TBRE 中针对 $\rho_Q > 0.9$ 进行取样，计算样本内两体相互作用矩阵元的平均值 (写作 $\langle V_{ijkl}^J \rangle$)。另一方面对 $\langle V_{ijkl}^J \rangle$ 进行排序，以方便图表展示。排序结果由表 1 给出。按这一顺序，将 $\langle V_{ijkl}^J \rangle$ 数据画入图 2 中。可以看到 $h_{11/2}$ 轨道上的对力所对应的两体相互作用矩阵元 ($V_{4444}^{J=0}$) 并无明显规律，说明 $\rho_Q > 0.9$ 实际上对核子配对没有显性要求。在这种情况下 seniority scheme 对 Q 线性演化解的适用性就有待探讨。另一方面， $\langle V_{1414}^J \rangle$ ($g_{9/2}$ 与 $h_{11/2}$ 轨道之间的质子-中子相互作用) 随 J 的演化可以看到呈明显的 $J(J+1)$ 抛物线结构。这对应着一种类似于四极相互作用的结构^[21-22]。在图 2 中可以进行如下抛物线拟合：

$$V_{1414}^J = A[J(J+1)]^2 + BJ(J+1) + C。 \quad (7)$$

其中所得拟合结果为 $A = -4.2(6) \times 10^{-4}$ ， $B = 0.044(7)$ 与 $C = -0.6(2)$ 。根据文献^[21]中的式 (2)，原子核四极振动的相互作用强度与 A 的关系可写作

$$|A| = \frac{15a_2^2}{\hbar\omega \times 2j_\pi(2j_\pi + 2)2j_\nu(2j_\nu + 2)}， \quad (8)$$

其中： a_2 即为四极振动相互作用强度； $\hbar\omega$ 为原子核四极声子的能量； j_π 与 j_ν 分别为所涉及的质子与中子单粒子能级的总角动量。那么根据拟合所得 A 值，以这一核区的 Cd 偶偶核同位素 $2+$ 态能量作为四极声子能量 ($\hbar\omega \sim 0.8$ MeV)，可示意性地计算得 $a_2 \sim 0.5$ MeV。当然需要注意的是，这一计算结果只是在特定展宽下的 TBRE 计算中获得的。通过调整随机相互作用的展宽可以任意地改变这一数值，所以这一数值不具物理上的参考性。在图 2 中进一步地给出了最终拟合曲线 (黑色曲线)，明确地突显出这种类四极相互作用特征。因此可以认为，至少在 TBRE 中，电矩线性演化应该主要由质子-中子之间的四极相互作用驱动，而非核子配对或 seniority scheme。

表 1 $\langle V_{ijkl}^J \rangle$ 在图 2 中的呈现顺序。i, j, k, l 所对应单粒子轨道已在第 2 节中有约定

顺序	ijkl	J	顺序	ijkl	J	顺序	ijkl	J
1	1111	0	17	3333	0	33	1213	4
2	1111	2	18	3333	2	34	1213	5
3	1111	4	19	3344	0	35	1313	3
4	1111	6	20	3344	2	36	1313	4
5	1111	8	21	3434	4	37	1313	5
6	2222	0	22	3434	5	38	1313	6
7	2233	0	23	3434	6	39	1414	1
8	2244	0	24	3434	7	40	1414	2
9	2323	1	25	4444	0	41	1414	3
10	2323	2	26	4444	2	42	1414	4
11	2333	2	27	4444	4	43	1414	5
12	2344	2	28	4444	6	44	1414	6
13	2424	5	29	4444	8	45	1414	7
14	2424	6	30	4444	10	46	1414	8
15	2434	5	31	1212	4	47	1414	9
16	2434	6	32	1212	5	48	1414	10

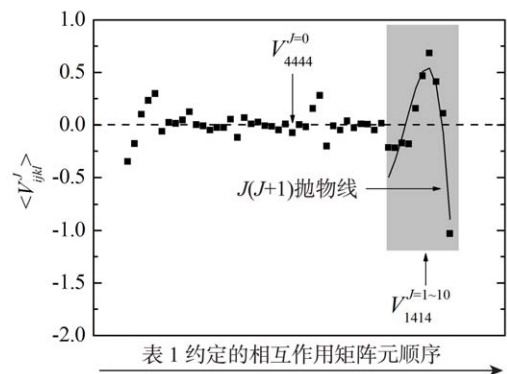


图 2 TBRE 内的 $\rho_Q > 0.9$ 样本中的两体相互作用矩阵元平均值

所有数据以表 1 所约定的顺序呈现。 $V_{4444}^{J=0}$ 对应于 $h_{11/2}$ 轨道上的对力。 V_{1414}^J 对就于 $g_{9/2}$ 与 $h_{11/2}$ 轨道之间的质子-中子相互作用，具有明显的 $J(J+1)$ 抛物线结构，进而可以进行了示意性拟合。图中误差估计均源自统计误差。

4 磁矩的线性演化行为

图 3 给出了被 P_{bkg} 归一化后的 TBRE 中的 $P(\rho_\mu)$ 。可以看到这样的归一化 $P(\rho_\mu)/P_{\text{bkg}}$ 总是在 1 附近, 说明两者并没有明显区别。因此, 在 TBRE 中磁矩的线性演化行为并不占优。但是如果尝试在 TBRE 系综引入对力, 这种线性演化行为就会相对比较明显。这里所引入的对力可以写作:

$$V_{j_1 j_2 j_1 j_2}^{J=0} = -V_0(2j_1 + 1)(2j_2 + 1), \quad (9)$$

其中: 对力强度 V_0 设为 0.01 对符合 TBRE 矩阵元量级。这种新的系综被简称为“TBRE+pairing”。这种新系综的归一化 $P(\rho_\mu)/P_{\text{bkg}}$ 也被画入图 3。这一分布明显在 $\rho_\mu = \pm 1$ 时有两个主峰, 对应着磁矩的线性演化行为。因此可以看到对力对磁矩线性演化的关键作用。

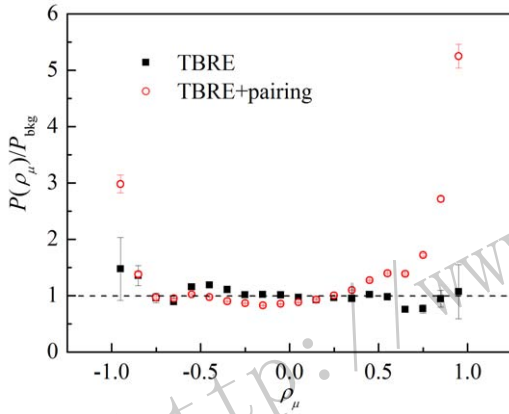


图 3 (在线彩图)TBRE 与 TBRE+pairing 内的被 P_{bkg} 归一化的 $P(\rho_\mu)$ 分布
图中误差估计均源自统计误差。

但是需要注意的是, 磁矩的线性演化行为出现的几率即使在有对力参与的情况下仍是比较小的。这说明对力只是磁矩线性演化的必要条件, 还有其它因素有待发掘。此前磁矩的线性演化已被归结于质子激发引起的组态混合^[12]。因此有必要在 TBRE+pairing 中观察 $\rho_\mu > 0.9$ 样本的质子-中子相互作用特征。此时可以看到 $\langle V_{1414}^J \rangle$ 仍然据有很特殊的结构, 如图 4 所示: 偶数 $J \langle V_{1414}^J \rangle$ 有明显的抛物线结构; 奇数 $J \langle V_{1414}^J \rangle$ 则相对比较不规则。这种奇偶差异也可以在 $g_{9/2}$ 与 $h_{11/2}$ 之间的 δ 力上看到: 偶数 $J \delta$ 力两体相互作用矩阵元只包含 $T = 0$ 贡献, 并且由于 δ 力的短程性呈现出抛物线结构; 而奇数 $J \delta$ 力两体相互作用矩阵元来自 $T = 0$ 与 $T = 1$ 贡献的叠加, 与 $T = 0$ 组分不同, $T = 1$ 组份由于泡利原理随着 J 增大驱向于 0, 因此奇数 $J \delta$ 力两体相互作用矩阵元随 J 增加的演化非常不规则。

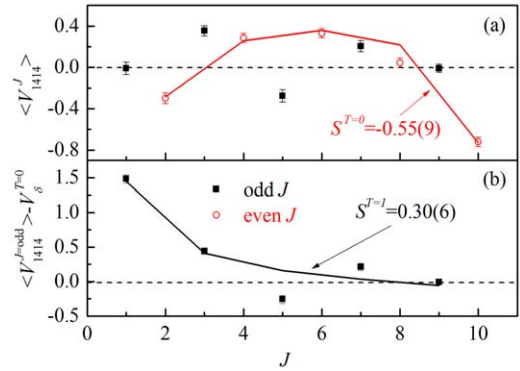


图 4 (在线彩图)TBRE+pairing 中 $\rho_\mu > 0.9$ 样本的 $\langle V_{1414}^J \rangle$
图中实线对应的 δ 相互作用拟合 (详见正文)。图 (a) 体现了 $\langle V_{1414}^J \rangle$ 的奇偶差异: 偶数 J 与奇数 $J \langle V_{1414}^J \rangle$ 随着 J 的增长有着不同的演化行为。进一步地, 对在图 (a) 中的偶数 $J \langle V_{1414}^J \rangle$ 进行了 δ 力拟合。图 (b) 中给出了奇数 $J \langle V_{1414}^J \rangle$ 排除 $T = 0 \delta$ 力之后的数值 (使用此前 $T = 0$ 拟合参数 $S^{T=0} = -0.55$), 并使用 $T = 1 \delta$ 力进行了拟合。图中误差估计均源自统计误差。

为了定量说明 TBRE+pairing 中 $\rho_\mu > 0.9$ 样本的质子-中子相互作用与 δ 力的相似性, 可以在图 4 中使用统一的 δ 力参数来拟合 $\langle V_{1414}^J \rangle$ 。对于 $g_{9/2}$ 轨道与 $h_{11/2}$ 轨道之间的偶数 J , δ 力两体相互作用矩阵元可解析写为

$$V_{\delta}^{J=\text{even}} = S^{T=0} \left\{ 1 + \frac{121}{J(J+1)} \right\} \times \begin{pmatrix} 9/2 & 11/2 & J \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix}^2, \quad (10)$$

而奇数 J 矩阵元则写为

$$V_{\delta}^{J=\text{odd}} = V_{\delta}^{T=0} + V_{\delta}^{T=1}. \quad (11)$$

其中,

$$V_{\delta}^{T=0} = \frac{S^{T=0}}{J(J+1)} \begin{pmatrix} 9/2 & 11/2 & J \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix}^2 \quad (12)$$

和

$$V_{\delta}^{T=1} = S^{T=1} \begin{pmatrix} 9/2 & 11/2 & J \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix}^2. \quad (13)$$

上式中 $S^{T=0}$ 与 $S^{T=1}$ 分别对应 δ 力的 $T = 0$ 与 $T = 1$ 组份强度。在图 4(a) 中, 使用式 (10) 拟合偶数 $J \langle V_{1414}^J \rangle$, 所得 $S^{T=0} = -0.55(9)$ 。图 4(b) 给出了奇数 $J \langle V_{1414}^J \rangle$ 减去式 (12) 所代表的 $T = 0$ 部分 (参数也使用 $S^{T=0} = -0.55$)。这样图 4(b) 中数据应该主要为 $T = 1 \delta$ 力贡献。因此使用式 (13) 对图 4(b) 中的 $T = 1 \delta$ 力进行拟

合, 所得 $S^{T=1}=0.30(6)$ 。这样可以更加明确地认定, 在 TBRE+pairing 中, 磁矩的线性演化要求质子与中子之间存在着短程相互作用。

值得注意的是, 与第2节四极振动相互作用强度 a_2 计算类似, 拟合所得 $S^{T=0}$ 与 $S^{T=1}$ 的具体数值与随机系综展宽有很强的关联, 可以通过调整展宽进而改变 $S^{T=0}$ 与 $S^{T=1}$ 的具体数值。因此, 这两个相互作用拟合强度的具体数值是没有物理意义的。但是这两个数值的相对大小与正负性并不随相互作用展宽改变, 因而可能对应着真实核系统中的相互作用特征: 在 TBRE+pairing 系综内, 磁矩的线性演化要求 $T=0$ 部分的质子-中子短程力是吸引的, 而 $T=1$ 部分则是排斥的; 同时 $T=0$ 的强度要大于 $T=1$ 。在真实原子核中, 质子-中子相互作用的 $T=0$ 部分的确是吸引势, 而 $T=1$ 部分的非对力组份为排斥势 (本文价空间中不存在质子-中子对力组份); 平均上来说 $T=0$ 部分也要强于 $T=1$ 的非对力组份^[22]。这说明, 不论在随机系综内, 还是在真实核体系中, 磁矩的线性演化可能源自于同一个微观机制, 对质子-中子相互作用提出了类似的相对强度上的、正负性上的具体要求。

5 小节

在随机相互作用系综内, 可以明显地看到镭同位素 $11/2^-$ 同核异能态电磁矩的线性演化占优行为。这一行为已在真实核实验中观察到了。电矩线性演化可以归结为类四极质子-中子相互作用, 而不依赖于配子核对或 seniority scheme。这与此前认知有所不同。磁矩线性演化则是核子配对与短程质子-中子相互作用的结果。特别地, 在随机系综内的磁矩线性演化要求质子-中子相互作用具有与真实核相互作用一致的相对

强度与正负性。因此可以认为质子-中子相互作用可能是镭同位素电磁矩线性演化的主要驱动力。

参考文献:

- [1] ALLMOND J M. *Phys Rev C*, 2013, **88**: 041307.
- [2] JOHNSON C W, BERTSCH G F, DEAN D J. *Phys Rev Lett*, 1998, **80**: 2749.
- [3] LEI Y. *Phys Rev C*, 2016, **93**: 024319.
- [4] KOTA V K B. *Phys Rep*, 2001, **347**: 223.
- [5] ZELEVINSKY V, VOLYA A. *Phys Rep*, 2004, **391**: 311.
- [6] ZHAO Y M, ARIMA A, YOSHINAGA N. *Phys Rep*, 2004, **400**: 1.
- [7] WEIDENMÜELLER H, MITCHELL G E. *Rev Mod Phys*, 2009, **81**: 539.
- [8] KOTA V K B. *Embedded Random Matrix Ensembles in Quantum Physics*[M]. Heidelberg: Springer, 2014.
- [9] YODANOV D T, BALABANSKI D L, BIEROŃ J, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2013, **110**: 192501.
- [10] DE TAKACSY N B. *Phys Rev C*, 2014, **89**: 034301.
- [11] ZHAO P W, ZHANG S Q, MENG J. *Phys Rev C*, 2014 **89**: 011301.
- [12] LEI Y, JIANG H, PITTEL S. *Phys Rev C*, 2015, **92**: 024321.
- [13] WOOD J L. *Physics*, 2013, **6**: 52.
- [14] FRENCH J B, WONG S S M. *Phys Lett B*, 1970, **33**: 449.
- [15] BOHIGAS O, FLORES J. *Phys Lett B*, 1971, **34**: 261.
- [16] WONG S S M, FRENCH J B. *Nucl Phys A*, 1972, **198**: 188.
- [17] CAURIER E, NOWACKI F. *Acta Phys Pol B*, 1999, **30**, 705.
- [18] PEARSON K. *Proc R Soc London*, 1895, **58**: 240.
- [19] JOHNSON C W, BERTSCH G F, DEAN D J, *et al.* *Phys Rev C*, 1999, **61**: 014311.
- [20] LEI Y, XU Z Y, ZHAO Y M, *et al.* *Phys Rev C*, 2011, **83**, 024302.
- [21] PAAR V. *Nucl Phys A*, 1979, **331**: 16.
- [22] CASTEN R F. *Nuclear Structure From A Simple Perspective*[M]. New York: Oxford University Press, 1990.

Predominance of Linear Q and μ Systematics in Random-interaction Ensembles

LEI Yang^{1,1)}, QIN Zhenzhen²

(1. School of National Defense Science and Technology, Southwest University of Science and Technology, Mianyang 621010, Sichuan, China;

2. School of Science, Southwest University of Science and Technology, Mianyang 621010, Sichuan, China)

Abstract: In random-interaction ensembles, the electric quadrupole moments (Q) and magnetic moments (μ) of the $I^\pi = 11/2^-$ isomers of the Cd isotopes predominantly present linear correlation with neutron numbers, corresponding to the recently emphasized linear Q and μ systematics in realistic nuclear system. Although the seniority scheme enhances such predominance (more essentially for μ), the configuration mixing due to quadrupole-like and δ -force-like proton-neutron interactions is responsible for the linear Q and μ systematics, respectively, at least in random-interaction ensembles. Especially, the linear μ systematics further requires the proton-neutron interaction have similar relative strength and attractive-repulsive property to realistic nuclear interaction.

Key words: random interaction; electromagnetic moment; proton-neutron interaction

<http://www.npr.ac.cn>

Received date: 4 Aug. 2018; **Revised date:** 4 Sep. 2018

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11647059, 11305151); Education Reform Project of Southwest University of Science and Technology(17xn0102); Research Fund for Doctoral Program of Southwest University of Science and Technology(18zx7147)

1) E-mail: leiyang19850228@gmail.com.