

⁷⁶Se 三声子态成员的候选者*

陈永波^{1,2} 沈水法^{1,2,3;1)} 许甫荣³ 郑世界³

1 (核资源与环境教育部重点实验室(东华理工大学) 南昌 330013)

2 (东华理工大学核工程技术学院 抚州 344000)

3 (北京大学物理学院 北京 100871)

摘要 通过⁷⁶Br ($T_{1/2}=16.2\text{h}$) β^+ /EC 衰变方法得到⁷⁶Br 衰变纲图, 并确认了 Müller 等通过核反应⁷⁶Se(p, p') 方法发现⁷⁶Se 能级纲图中 1791.31keV 能级. 不过, Müller 等当时并没有指出该条能级的自旋和宇称, 以及应该属于哪一个声子态的成员. 经过分析我们认为 1791.31keV 能级可以作为⁷⁶Se 三声子态的一个候选成员. 此外, 为了研究这个介于强形变和球形核之间的过渡区核的形变, 对它的正宇称态进行了采用推转壳模型形式的总转动能面计算.

关键词 三声子态 总转动能面计算 振动带 跃迁

1 引言

用集体运动模型来解释和描述形变核的低激发谱已经取得了很大的成功. 很多形变核都具有振动激发带, 即在振动激发态上建立起来的转动带, 如 β 振动带、 γ 振动带以及八极振动带. 球形核的低激发谱中会出现围绕球形的振动激发谱, 对于小振动, 通常可以用谐振子作简谐振动来描述这种激发. 平衡形状为球形的偶-偶核的四极表面振动具有以下特点: 各能级之间是等间隔的, 相邻能级的能量差为 $\hbar\omega$; 各态的自旋和宇称依次为: $0^+, 2^+, (0^+, 2^+, 4^+), (0^+, 2^+, 3^+, 4^+, 6^+), (2^+, 4^+, 5^+, 6^+, 8^+), \dots$, 如图1所示. 习惯上我们把具有这种能谱的核称为振动核. 实验表明, 在 $60 < A < 150, 190 < A < 220$ 质量区内的偶-偶核能谱具有这种振动谱特点, 而且这个区域内偶-偶核的第1激发态总是 2^+ , 第2激发态总是 $0^+, 2^+, 4^+$.

在声子数小的情况下, 如零声子态和一声子态, 各态的成员是容易确定的. 声子数比较大时, 以二声子态为例, 实验上观测到这时二声子态各成员的能级简并会被解除, 而且分裂后二声子态各成员能量的平均值也不是理论上所给出的一声子态能量的2倍. 对三声子态, 由于非简谐振动的干扰严重, 情况则显得

更为复杂. 对声子数比较大的态能级简并会被解除的事实, 表明简谐振动只是零级近似, 集体哈密顿量中的非简谐运动项有显著的影响而不能被忽略. 另外其他激发方式对振动谱也有干扰. 三声子态成员的实验证据不多, 也不如一声子、二声子态那样确切. 它们出现的激发能区较高, 其他激发方式的干扰很严重, 使确定三声子态各成员的工作相当困难. 实际上到目前为止, 三声子态各成员已经被很好地确定的核只有少数的几个.

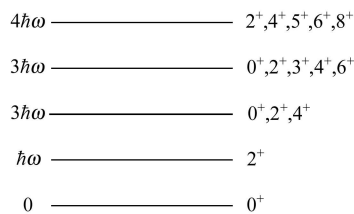


图1 平衡形状为球形的偶-偶核四极振动的能谱

⁷⁶Se 三声子态的 2^+ 和 3^+ 成员已被确定^[1], 但按理论计算得到的 $0^+, 4^+, 6^+$ 等其他成员至今尚未被很好确定. 本工作通过⁷⁶Br ($T_{1/2}=16.2\text{h}$) β^+ /EC 衰变方法得到了⁷⁶Br 衰变纲图^[2], 再次确认了⁷⁶Se 能级纲图中 1791.31keV 能级的存在. 经过分析, 我们认为该能级可以作为⁷⁶Se 三声子态的一个候选成员.

2006 - 10 - 19 收稿

* 国家重点基础研究发展规划(2006CB708409), 国家自然科学基金(10547140, 10525520, 10475002), 教育部博士点基金(20030001088), 江西省自然科学基金(0612003), 国家博士后科学基金(20060390370)和江西省教育厅科技计划项目资助

1) E-mail: shfshen@ecit.edu.cn

2 实验

Müller等人^[3]已通过核反应 $^{76}\text{Se}(p, p')$ 方法开展了对 ^{76}Se 的系统研究工作,建立了低自旋下 ^{76}Se 能级纲图,观察到1791.31keV能级,但是当时他们并未给出该能级的自旋和宇称,也没有指出该能级应该属于 ^{76}Se 哪一个声子态的成员.我们则通过 ^{76}Br ($T_{1/2}=16.2\text{h}$)的 β^+/EC 衰变方法建立 ^{76}Se 能级纲图.

2.1 ^{76}Br 源的制备

作为衰变母核的 ^{76}Br 源可以用二种方法制得.第一种是在加速器上通过核反应 $^{75}\text{As}(\alpha, 3n)^{76}\text{Br}$ 产生 ^{76}Br ,入射的 α 束的能量是32MeV.单晶靶GaAs被焊接在铜衬底上,把轰击后的靶片放入一个高温干馏器中,由高频电炉加热干馏,干馏出的放射性 Br_2 被溶解在0.005mol的NaOH溶液中,再将该溶液滴在透明合成树脂薄膜上.干燥后,这个源再用另一层透明合成树脂薄膜覆盖,制成点状源.第二种是通过核反应 $^{76}\text{Se}(p, n)^{76}\text{Br}$ 产生 ^{76}Br .入射的质子束能量是16MeV.硒粉的纯度为99.99%.上述的任何一种源在测量前均搁置约23h,这样可以使一些短寿命的放射性物质衰变掉,使测量结果更精确.

2.2 γ 射线单谱测量和符合谱测量

本实验用第一种方法生产的源测量 ^{76}Br 的 γ 单谱.测量 γ 单谱的仪器是反康普顿谱仪,它由130cm³的高纯锗探测器和6个NaI探测器(堪培拉公司制造)组成.这个系统对1332.5keV ^{60}Co γ 射线的分辨率为1.9keV.无反康普顿测量同时进行.在能量从30到2500keV范围内,本底总计数是0.7cps(反康普顿)和1.3cps(无反康普顿).我们用几天时间测量单谱,以确保被观测到的 γ 峰是以 ^{76}Br 的半衰期衰变.在源和HPGe探测器之间加或不加铅吸收片两种情况下测 γ 单谱.这块铅片是用来吸收 β 射线的.加了之后,能够更精确测定 γ 线的能量和相对强度.

为了建立所观测到的 γ 射线间的级联关系我们进行了一系列符合测量.在测量符合事件时,用的是第2种方法生产的靶.在实验中,两台互成90°的HPGe探测器和三参数 γ - γ - T 数据采集系统相连接.当置门于 ^{60}Co 全能峰时,符合电路的时间分辨为20ns.对于低能跃迁,它可以更大.上述2台探测器中,其中一台是带有0.5mm铍吸收层的115cm³ HPGe同轴型探测器(对于 ^{60}Co 1332.5keV γ 线的半高宽为1.9keV,效率为20%);另一台是232cm³ HPGe同轴型探测器(50%,

2.0keV分辨率).

2.3 实验结果

将属于 ^{76}Br 衰变的 γ 跃迁从103条^[4]增加到142条,在纲图中增加了15条新能级;得到了新的跃迁分支比、 $\log ft$ 值和自旋-宇称指定^[2].需要指出的是:单谱测量中,观测到能量为575.0, 1158.2和1559.8keV的新 γ 线;符合测量中,由575, 657, 1158和1560keV γ 射线上开门所得的符合关系再次确认了Müller等人发现的1791.31keV能级.

3 ^{76}Se 核的形变

Se($Z=34$)偶-偶核的同位素处于 $N=40$ 的半满壳层和幻数 $N=50$ 两者之间的质量区域内,它们的低位态不能用已有的唯象的或微观的模型加以描述.Lecomte等提出^[5]:这些核存在着显著的三轴形变,在 γ 方向上表现得特别软.

轴对称形变核的振动分为两类.第1类振动称为 β 振动,这种振动是核在平衡点附近沿对称轴方向伸长或缩短,但保持轴对称的形状.这种振动沿对称轴方向角动量投影为零,因此 β 振动 $K=0$.另一种振动称之为 γ 振动,它表示 γ 方向的振动,这种振动使核偏离轴对称的形状,相当于 α_{22} 和 α_{2-2} 的变化,1个声子角动量在对称轴上的投影为 ± 2 ,即 $|K|=2$,2个声子时 $K=0$ 或4.实验上^[6],对核 ^{76}Se 在略高于基带带头的地方,确实观测到以 $K=2$ 为带头的 γ 带(其 γ 带的2⁺和3⁺态分别为二声子、三声子态成员,而基带的0⁺,2⁺和4⁺态分别是零声子、一声子和二声子态成员),这就证实了 ^{76}Se 是一形变核.换句话说,观测到某些振动能级上出现一组转动能级,此为该核具有形变的证据.

为直观地分析 ^{76}Se 核的形变,计算了该核的总转动能面(TRS),如图2所示.图中的各部分分别对应于转动频率 $\hbar\omega=0.00\text{MeV}$, 0.20MeV, 0.40MeV和0.60MeV,图中相邻等能量线相差200keV.按照隆德协定(Lund convention), γ 定义在 -120° 到 60° 范围内^[7]. $\gamma=0^\circ$ 和 -120° 是轴对称长椭球形状(两个短轴有相同长度),而 $\gamma=\pm 60^\circ$ 是轴对称扁椭球形状(两个长轴有相同长度),所有其他在给定范围的 γ 值是三轴形变.当核的实际形状相同(两种长椭球形状或两种扁椭球形状)时,它们的区别在于对称轴相对于转动轴的趋向,如果这两个轴不同,集体转动可以发生;换句话说核作为一个整体可以转动,大量粒子对总角动量贡献小.另一方面,沿对称轴的转动从量子力学的角

度看是禁戒的,在这种情况下角动量由单粒子贡献而产生(有时大).在 TRS 图上,当 $\omega=0$ 或 ω 很小时,即核基本不转动的时候, $\gamma=60^\circ$ 与 $\gamma=-60^\circ$ 是一样的,都是轴对称扁椭球形状,从图中可以看到此时 $\beta_2 \sim 0.245$ (参看图 2 中的第一部分),表明此时 ^{76}Se 核发生了形变,是一个轴对称扁椭球形的核.当 $\hbar\omega=0.341\text{MeV}$ 时,极小点转移到 $\beta_2=0.320$ 、 $\gamma=-29.582^\circ$ 处,即三轴形变接近最大处,之后随着转动频率的增加,核基本维持三轴形变,另一方面从图中可看出极小点附近在 γ 方向较为平坦,表明是个 γ 软性核(至少在 $I \leq 10$ 的较低自旋区),故 Wells 等^[6] 只观测到 γ 带而没有观测到 β 带. Möller 等^[8] 用有限程液滴宏观模型和折叠 Yukawa 单粒子微观模型所作计算得出 ^{76}Se 基态的四极形变 $\beta_2 = -0.241$. 我们的结果与此接近,而与 Subber 等人^[1] 在动力学形变模型(dynamic deformation model (DDM)) 框架下对 ^{76}Se 开展的势能面计算所得结果有差别,其在相应的扁椭球形变处仅是一个鞍点,而非极小点.这里值得指出的是在我们最近的工作^[2] 中,在 Subber 等人^[1] 所给出 ^{76}Se 基态形变值处建立壳模型基,在投影壳模型框架下来对其正宇称晕态作计算的,现在用本工作得到的形变值 $\beta_2 \sim -0.245$ 作计算,结论与文献 [2] 一致.

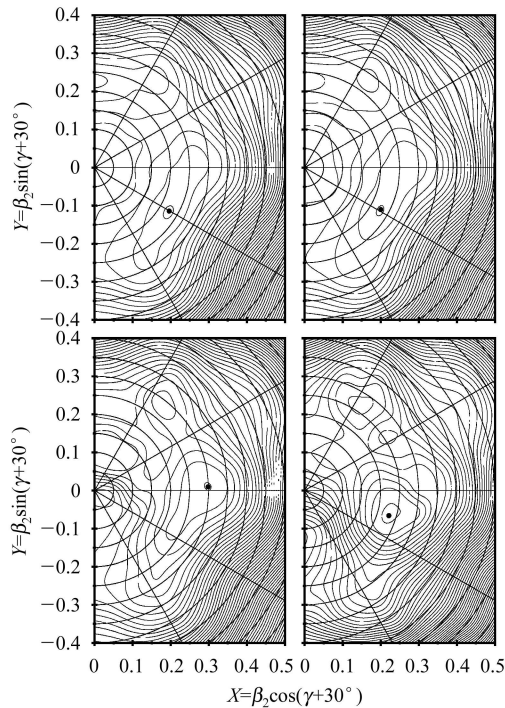


图 2 ^{76}Se 正宇称态的总转动能面图

图中的各部分分别对应于转动频率 $\hbar\omega=0.00\text{MeV}$, 0.20MeV , 0.40MeV 和 0.60MeV , 图中相邻等能量线相差 200keV .

4 ^{76}Se 三声子态成员

平衡形状为球形的偶-偶核的四极表面振动,理论上三声子态的各成员为 0^+ , 2^+ , 3^+ , 4^+ , 6^+ . 分析已经建立起来的 ^{76}Se 能级纲图,如图 3 所示,得到下面结果:

- 1) 一声子态能量 559.01keV ;
- 2) 三声子态的 2^+ 成员能量为 1787.63keV , 3^+ 成员能量为 1689.36keV ;
- 3) 位于 1791.31keV 能级的 ^{76}Se 发射 γ 射线后,只退激到二声子态成员 (2^+), 而不退激到一声子态和零声子态;
- 4) 通过计算 ^{76}Br 核经过 $\beta^+ + \text{EC}$ 衰变到该能级的 $\log ft$ 值, 定出 1791.31keV 能级的自旋范围为 $0-3$.

计算表明: 1791.31keV 能级和三声子态 3^+ 成员的能量差为 101.95keV : 特别是与三声子态 2^+ 成员, 它们的能量差仅为 3.68keV , 相当的靠近. 而且, 1791.31keV 能级能量约为一声子态的 3.2 倍; 它和三声子态 2^+ , 3^+ 成员组成 3 个成员能量的平均值约为一声子态的 3.14 倍. 此可作为判断 1791.31keV 属于 ^{76}Se 三声子态一个成员的有力证据.

5 讨论

在不考虑非简谐振动时,平衡形状为球形的偶-偶核的四极表面振动,各声子之间的能量是等间隔的.随着声子数的增大,非简谐振动的影响逐渐增强.对非球形核,当能量接近 2MeV 时,简谐振动势与实际势的偏差就相当明显了^[9].为说明非简谐振动的影响,需要考虑一个含有四阶非简谐项的简单集体模型.以二声子态 $|2, IM\rangle$ 为例,计算其期望值得到:

$$\langle 2, IM | H | 2, IM \rangle = (2 + \varepsilon_I) \hbar\omega. \quad (1)$$

这表明,二声子态的 $I=0, 2, 4$ 三个态得到不同的附加能量 ε_I , 使得二声子态的能级简并解除.实际上, ^{76}Se 核的三声子态也属于这种情况.由量子力学知识,容易得到原子核做集体运动时的电磁多极 γ 跃迁算符.电 λ 极跃迁算符:

$$m_E(\lambda\mu) = \sum_i e r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}^*(\theta_i, \varphi_i) = \int e r^\lambda Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) \rho d\tau = \rho \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^{R(\theta, \varphi)} e r^\lambda Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) r^2 \sin\theta d\theta d\varphi dr = \frac{3}{4\pi} Z e R_0^\lambda \alpha_{\lambda\mu}. \quad (2)$$

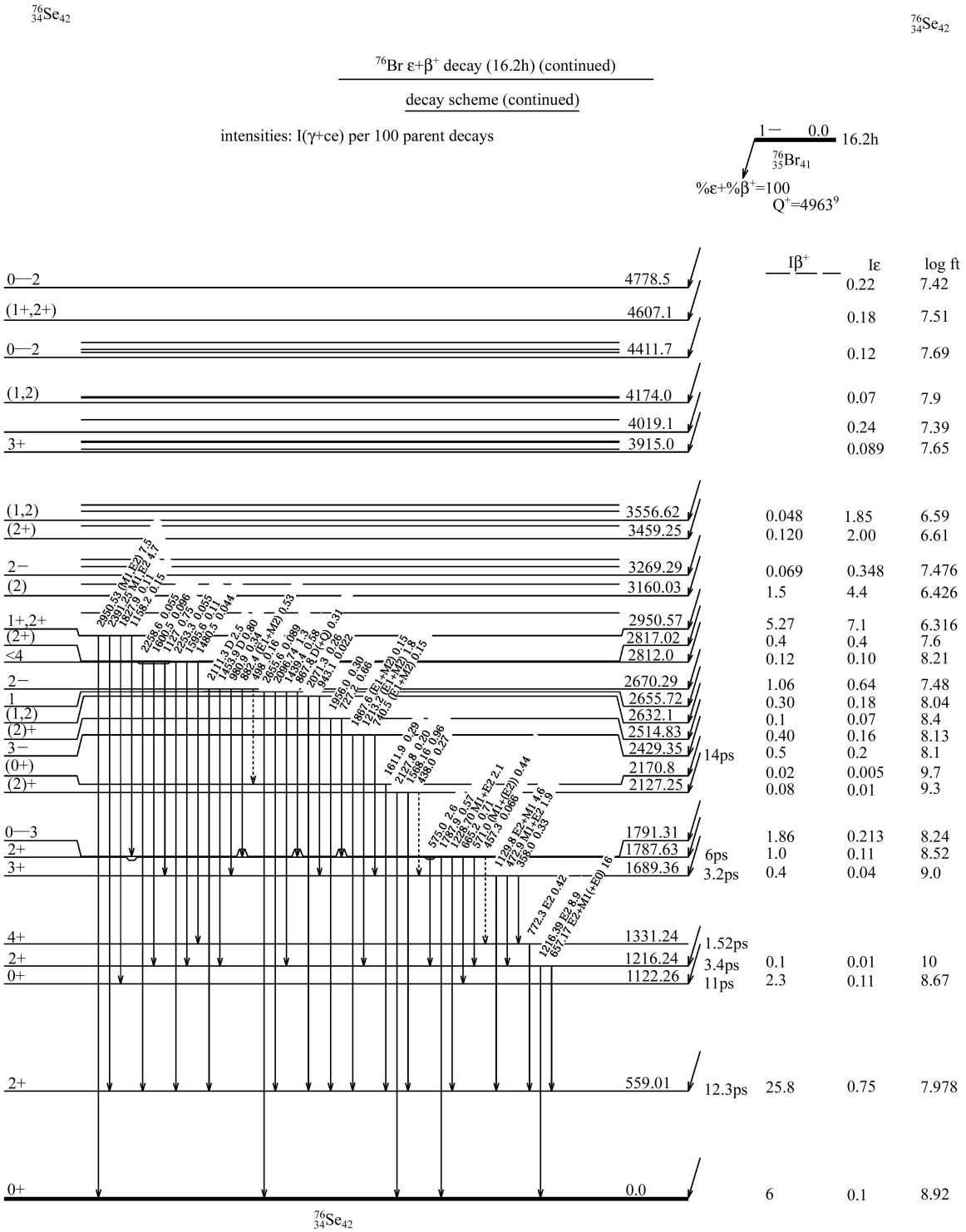


图 3 ^{76}Br 的部分衰变纲图 (近来所做 ^{76}Br 完整衰变纲图的第三部分^[2].)

式中 $\alpha_{\lambda\mu}$ 为变形参数, 且忽略二次以上的 $\alpha_{\lambda\mu}$ 项. 磁跃迁算符:

$$m_M(\lambda\mu) = \frac{eh}{2mc} \sum_i (g_s \sigma + \frac{2}{\lambda+1} g_l \hat{L}) \nabla r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta_i \varphi_i) = \frac{eh}{2mc} \frac{2}{\lambda+1} \int g_R R \cdot \nabla (r^\lambda Y_{\lambda\mu}^*) d\tau. \quad (3)$$

式中 R 为角动量密度, g_R 为 g_l 的某种平均. 特别地, 当

$\lambda=2$ 时, 便可得到电四极跃迁. 电四极约化跃迁几率:

$$B_E(2) = \sum_{M_i M_f \mu} |\langle N | \frac{3}{4\pi} Z e R_0^2 \alpha_{2\mu} | N_0 \rangle|^2. \quad (4)$$

由厄米特多项式的性质:

$$\langle N | \alpha_{2\mu} | N_0 \rangle \neq 0, \quad \text{当 } N - N_0 = \pm 1, \quad (5)$$

$$\langle N | \alpha_{2\mu} | N_0 \rangle = 0, \quad \text{当 } N - N_0 \neq \pm 1.$$

因此得到, 对于电四极跃迁: $N - N_0 = \pm 1$ (N 为声子数), 即声子数改变1, 在相邻的声子之间发生跃迁. 从选择定则分析, 1791.31keV的态跃迁到二声子态可以发生M1跃迁, 不过按振动理论, $\lambda(M1)$ 比 $\lambda(E2)$ 小得多, 即电四极跃迁是主要的.

从跃迁时发生的能量变化分析, 按壳模型理论, γ 跃迁一般是少数几个核子的跃迁, 其中最简单的是单质子模型^[10], 即 γ 跃迁是由核中1个质子状态发生改变所决定的. 单质子模型给出 γ 跃迁的几率 λ 是与能级能量差 E_γ 的5次方成比例的. E_γ 越大, γ 跃迁的几

率 λ 就越大. 所以按单质子模型, 能量为1791.31keV的态跃迁到二声子态的几率比跃迁到一声子态和零声子态的几率要小. 但实验观测到的结果并不这样, 这可由公式(5)给出解释, 即只在声子数相差为1的能级之间发生跃迁. 除 ^{76}Se 之外, ^{122}Te 等其他一些核的实验结果也与(5)式相符. 需要指出的是, 虽然理论上给出1791.31keV的态跃迁到二声子, 一声子和零声子态的几率应该等于零, 但实际上并非为零, 只是这种跃迁的几率很小而已, 因为振动能谱是近似的.

参考文献(References)

- 1 Subber A R H, Robinson S J, Hungerford P et al. J. Phys., 1987, **G13**: 807—837
- 2 SHEN Shui-Fa, LI Yan, HUANG Wen-Da et al. Journal of the Physical Society of Japan, 2004, **73**: 1180—1190
- 3 Müller H, Wohlfarth D, Hentschel E. Zfk-273, 1974
- 4 Nagahara T, Ruan J, Nakayama H et al. J. Phys. Soc. Jap., 1974, **37**: 1
- 5 Lecomte R, Paradis P, Barrette J et al. Nucl. Phys., 1977, **A284**: 123
- 6 Wells J C, Robinson R L, Jr, Kim H. J et al. Phys. Rev., 1980, **C22**: 1126
- 7 Andersson G, Larsson S E, Leander G et al. Nucl. Phys., 1976, **A268**: 205
- 8 Möller P, Nix J R, Myers W D et al. At. Data Nucl. Data Tables, 1995, **59**: 185
- 9 LIAO Ji-Zhi. Modern Nuclear Model. Chengdu: Sichuan University Publisher, 1990. 79—91 (in Chinese) (廖继志. 近代原子核模型. 成都: 四川大学出版社, 1990. 79—91)
- 10 LU Xi-Ting. Nuclear Physics. The Second Edition. Beijing: Atomic Energy Press, 2000. 165—175 (in Chinese) (卢希庭. 原子核物理. 第2版. 北京: 原子能出版社, 2000. 165—175)

Newly Discovered Candidate of the Member of Three-Phonon Multiplet in ^{76}Se *

CHEN Yong-Bo^{1,2} SHEN Shui-Fa^{1,2,3;1)} XU Fu-Rong³ ZHENG Shi-Jie³

1 (Key Laboratory of Nuclear Resources and Environment (East China Institute of Technology), Ministry of Education, Nanchang 330013, China)

2 (School of Nuclear Engineering and Technology, East China Institute of Technology, Fuzhou 344000, China)

3 (School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract The decay scheme of ^{76}Br is obtained by the ^{76}Br ($T_{1/2}=16.2\text{h}$) β^+ /EC approach. And the 1791.31keV level, which was identified firstly by Müller et al by the $^{76}\text{Se}(p, p')$ approach several years ago, is reconfirmed. However, Müller et al did not point out the spin and parity of this level, and which phonon multiplet it should be belong to. Now we consider the assertion that this level is assigned as a new candidate of the three-phonon multiplet in ^{76}Se is reasonable. In addition, for researching deformation of ^{76}Se which lies in the transitional region of strong deformed and spherical nuclei, we calculate the total Routhian surfaces (TRS) of positive-parity states by cranking shell model formalism.

Key words three-phonon state, total routhian surfaces (TRS) calculations, vibrational band, transition

Received 19 October 2006

* Supported by Major State Basic Research Development Program in China (2006CB708409), National Natural Science Foundation of China (10547140, 10525520, 10475002), Doctorial Foundation of Chinese Ministry of Education (20030001088), Natural Science Foundation of Jiangxi Province (0612003), China Postdoctoral Science Foundation (20060390370) and Foundation of the Education Department of Jiangxi Province

1) E-mail: shfshen@ecit.edu.cn