

# $A \leq 208$ 核区的矮共振现象及 自旋同位旋偶极振荡

傅德基 夏克定  
(中国科学院上海原子核研究所)

## 摘 要

本文采用不同的两体力对  $Pb^{208}$  的  $1^-$  态及其  $E1$  跃迁做了粒子空穴计算,对  $Hg^{200}$ 、 $Pt^{194}$ 、 $W^{184}$  等核,以 BCS 波函数为基矢也做了同样的计算。计算结果与实验结果在总的趋势上是相符的。此外,计算指出了低  $l$  组态的  $E1$  跃迁从巨共振的退耦合和低能处的自旋-同位旋振荡以及表明了自旋轨道耦合力对矮共振的影响。

在铅邻近的铊、汞、金、铂等核的热中子俘获辐射  $\gamma$  能谱中都发现在 5.5 MeV 处有异常突起,即所谓  $\gamma$  强度函数的矮共振。关于它的解释,曾引起不少人的注意<sup>[1]</sup>。实验表明矮共振具有电偶极跃迁性质,其位置和强度与  $(n, \gamma)$  反应中入射中子能量变化关系不大。假如采用半直接俘获机制来讨论上述特点,势必涉及到中间门槛态的结构,它必然联系到双幻核  $Pb^{208}$  的  $1^-$  态及其跃迁强度的分布,因而就有必要讨论矮共振现象的核结构方面的因素。

为了考察这些核的有关的电偶极跃迁态是否主要由某些粒子空穴组态所决定,我们作了如下计算:

1. 我们采用粒子空穴壳模型组态混杂方法计算了  $Pb^{208}$  的  $1^-$  态能谱以及这些态到基态的三种不同的电偶极跃迁几率  $B(E1)$ 、 $B(E_{\sigma 1})$  和  $B(E_{M1})$ 。
2. 我们采用 BCS 波函数,对  $Hg^{200}$ 、 $Pt^{194}$ 、 $W^{184}$  等核作准粒子变换,同样计算它们的电偶极跃迁几率。

在这些计算中,我们比较了三种不同的剩余两体相互作用力:

### 1. 中心力(包括零程力和有限力程力):

$$V^c(r_{12}) = (V_{TE}P_{TE} + V_{SE}P_{SE} + V_{TO}P_{TO} + V_{SO}P_{SO})V_0e^{-r_{12}^2/\beta^2},$$

其中投影算符  $P_{TE}$ 、 $P_{SE}$ 、 $P_{TO}$ 、 $P_{SO}$  的意义见附录中(3)式的说明,  $V_0$  和  $\beta$  分别表示两体相互作用的强度 (MeV) 和力程 ( $10^{-13}$ cm)。

当用零程力计算时,式中的  $e^{-r_{12}^2/\beta^2}$  用  $\delta$  函数  $\delta(r_{12})$  代之,对库仑能的影响,我们仅在质子组态对角矩阵元上加上等效值 0.23 MeV。

## 2. 张量力:

$$V^T(r_{12}) = (V_{TE}^T P_{TE} e^{-r_{12}^2/\beta_1^2} + V_{TO}^T P_{TO} e^{-r_{12}^2/\beta_2^2}) \left[ \frac{3(\mathbf{r}_{12} \cdot \boldsymbol{\sigma}_1)(\mathbf{r}_{12} \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)}{r_{12}^2} - \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 \right],$$

其中  $\boldsymbol{\sigma}_1$  和  $\boldsymbol{\sigma}_2$  分别为两个核子的泡利算符, 对两个不同道的相互作用强度和力程分别为  $V_{TE}^T$ 、 $V_{TO}^T$  和  $\beta_1$ 、 $\beta_2$ .

## 3. 两体自旋轨道耦合力:

$$V^{LS}(r_{12}) = V_{TO}^{LS} e^{-r_{12}^2/\beta_3^2} P_{TO} \cdot \{(\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot [(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \times (\mathbf{P}_2 - \mathbf{P}_1)]\},$$

其中  $\mathbf{P}_1$  和  $\mathbf{P}_2$  分别为两个核子的动量,  $\mathbf{r}_1$  和  $\mathbf{r}_2$  为相应的径矢量, 相互作用强度和力程分别为  $V_{TO}^{LS}$  和  $\beta_3$ .

粒子空穴组态见表 1, 表中列出的 27 个组态均取自与  $\text{Pb}^{208}$  相邻的大壳间所有能构成  $1^-$  态的跃迁. 在计算中, 我们选用谐振子势阱单粒子波函数, 谐振子能量

$$\hbar\omega = 41A^{-1/3} = \hbar^2\nu/m,$$

$\nu$  是波函数延伸参数,  $A$  取核子数,  $m$  为核子质量数. 对于  $\text{Pb}^{208}$ ,  $\nu = 0.167 \text{ fm}^{-2}$ .

我们计算了三种不同类型的电偶极跃迁几率, 它们的跃迁算符如下:

$$B(E1): T_{1\mu} = i \sum_{k=1}^A e_k r_k Y_{1\mu}(\theta_k, \varphi_k);$$

$$B(E_{\sigma}1): T_{1\mu}^{\sigma} = i \sum_{k=1}^A e_k r_k (Y_{1\sigma})_{1\mu};$$

$$B(E_M1): T_{1\mu}^M = i \left( \frac{e\hbar}{2Mc} \right) \left( \frac{\omega}{2C} \right) \sum_{k=1}^A \mu_k r_k (Y_{1\sigma})_{1\mu}.$$

其中  $e_k$  是核子等效电荷, 对于质子数值为  $\left( \frac{Ne}{A} \right)$ , 中子则为  $\left( -\frac{Ze}{A} \right)$ .  $\mu_k$  是核子磁矩.  $(Y_{1\sigma})_{1\mu}$  表示一阶球谐函数和泡利算符耦合成的  $(1\mu)$  阶张量.

由上述跃迁算符可见,  $T_{1\mu}$  即通常的电偶极跃迁算符,  $T_{1\mu}^{\sigma}$  是含自旋的电偶极跃迁算符, 它的分布可以展示自旋同位旋偶极共振,  $T_{1\mu}^M$  系由核子磁矩造成的核的电偶极跃迁, 其数值远比  $T_{1\mu}$  造成的跃迁要小, 通常是被忽略的. 由于它与  $T_{1\mu}^{\sigma}$  的跃迁分布相联系, 有明确的磁激发的含义, 为了比较起见, 我们计算了它.

由两体相互作用所引起的  $\text{Pb}^{208}$  的粒子空穴组态混杂导致了电偶极跃迁强度  $B(E1)$  在能量 12 MeV 附近的集中, 这就是通常光核反应中的电偶极巨共振或称为同位旋波电偶极巨共振. 在低激发能处, 有一到二个携带了约相当于总电偶跃迁强度百分之一的态存在, 其位置在 5.2 MeV 附近, 形成了所谓矮共振. 另外在 8 MeV 附近也有一个突起, 这在实验上也已经观察到. 这些共振和突起使总的电偶极跃迁强度的分布偏离了通常在光核反应中观察到的洛伦兹分布 (见图 1a), 并且总的分布图象随不同的中心力,  $\delta$  力, 张量力及其参量的变化都不显著, 可是对于两体自旋轨道耦合力的强度  $V_{TO}^{LS}$  却很敏感, 特别是 5 MeV 附近的矮共振 (见图 1b).

计算表明, 构成矮共振的主要组态随不同力的变化不大, 主要是中子的第 4、5、8、15 和质子的第 4 个组态 (见表 1) 它们依次是:  $(3p_{3/2}^{-1}, 3d_{5/2})$ 、 $(3p_{1/2}^{-1}, 3d_{3/2})$ 、 $(3p_{3/2}^{-1}, 4s_{1/2})$ 、 $(3p_{1/2}^{-1}, 4s_{1/2})$  和  $(3s_{1/2}^{-1}, 3p_{3/2})$ . 因此, 我们的结果表明矮共振是由某些低  $l$  的粒子空穴组态

从巨共振退耦合而引起的,我们是直接从粒子空穴组态混杂的壳模型计算中得到这个结果

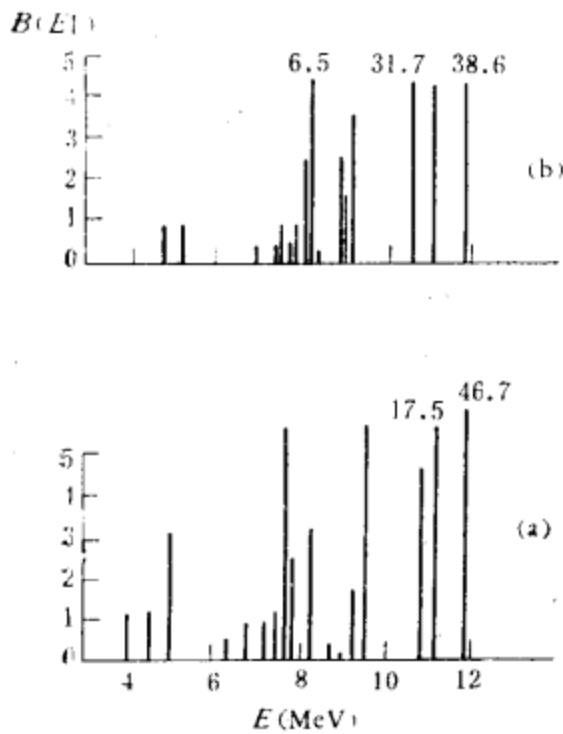


图1 计算得到的  $Pb^{208}$  的电偶极跃迁强度  $B(E1)$

- a 罗森弗尔 (Rosenfeld) 中心力:  $V_{TB} = 1.6668$ ,  $V_{TO} = -0.556$ ,  $V_{SO} = -3.0$ ,  $V_{SB} = 1.0$ ,  $\beta = 1.85$ ,  $V_O = -32.5$   
 b 罗森弗尔中心力加上自旋轨道耦合力:  $V_{TSO} = -5$ ,  $\beta = 1.13$

图2表示  $B(E_{\sigma}1)$  跃迁强度的分布。自旋偶极巨共振的位置比通常的偶极巨共振低1 MeV左右,并且对中心力的性质敏感。假如实验上能观察到的话,将是检验理论的重要数据。自旋轨道耦合力能加强低能处的  $B(E_{\sigma}1)$ , 中心力则不能。如表1所示,自旋偶极巨共振的混杂系数表现出有趣的特征,相应于自旋倒转的组态(中子是11—15,质子是9—12)具有相同的符号,它代表了不同自旋取向的核子之间的偶极振荡。

$B(E1)$  与  $B(E_{\sigma}1)$  的计算结果都表明在5—6 MeV附近的低能量区域有偶极跃迁强度的相对集中。这一事实给我们一个启示:5.5 MeV矮共振的集体性质很可能是在中子质子之间的偶极振荡之上再叠加上不同自旋取向的核子之间的偶极振荡,也就是说同时存在着同位旋振荡和自旋振荡,我们称之为自旋同位旋偶极振荡,而在核子两体相互作用中引入自旋轨道耦合力有助于在低能处增强这种运动形态。

用BCS波函数对未壳核  $Hg^{200}$ 、 $Pt^{194}$ 、 $W^{184}$  的计算结果见图3。只有两体自旋轨道耦合力能造成矮共振,对  $Hg^{200}$ , 跃迁强度可达总强度的4%,与在  $A < 208$  核区的观察值相一致。这里可以再次看到自旋轨道耦合力对矮共振现象的特殊作用。另一方面,那些对矮共振贡献较大的低  $l$  值的粒子空穴组态正好涉及到费米面附近的能级,它们的占据

结果的。近年来对这个低  $l$  的退耦合效应有一些不同的解释<sup>[2]</sup>,比如 B. Gyarmati 等人认为简单的计算得不出这个效应。他们提出另一种解释:当粒子空穴组态与一组复杂的态耦合时,由于彼此在核表面处的边界条件不同而导致了一种边界条件混杂的效应<sup>[3]</sup>。尽管这些组态的混杂系数明显地大于其它组态(见表1),我们仍然认为矮共振是一种具有比较低的集体性的合作效应。在用半直接机制讨论  $(n, \gamma)$  反应时,很自然地把这个5.5 MeV矮共振看成是一个公共门槛态,但它不大可能是一种简单形式的孤立门槛态,如把中子组态  $(3p_{3/2}^{-1}, 4s_{1/2})$  作为是在中子阈能区反应的中子道门槛,而更可能的是一种由若干组态重叠而成的集体门槛态,我们的计算结果支持了这种看法。

张量力的因素对巨共振无明显影响,对矮共振稍有加强,但对8 MeV附近的另一突起却影响显著。A. M. Lane 曾指出:  $\delta$  另程力能使矮共振的电偶极跃迁强度增强到占总跃迁的百分之四<sup>[4]</sup>。但我们的结果表明没有这个可能。

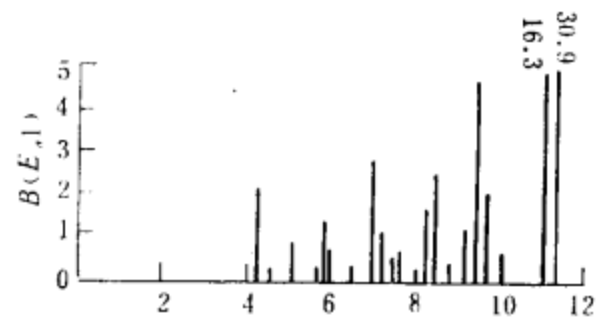


图2  $Pb^{208}$  的  $B(E_{\sigma}1)$  电偶极跃迁强度。两体力采用罗森弗尔力加自旋轨道耦合力

表 1  $Pb^{208}$  的粒子空穴组态和在罗森弗尔力加自旋轨道耦合力情况下的计算结果

		中 子														
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
粒子空穴组态	$1h_{9/2}^{-1}$		$2f_{7/2}^{-1}$	$2f_{7/2}^{-1}$	$3p_{3/2}^{-1}$	$2f_{5/2}^{-1}$	$2f_{5/2}^{-1}$	$3p_{5/2}^{-1}$	$1i_{13/2}^{-1}$	$1h_{9/2}^{-1}$	$1h_{9/2}^{-1}$	$1h_{7/2}^{-1}$	$2f_{7/2}^{-1}$	$2f_{5/2}^{-1}$	$3p_{5/2}^{-1}$	$3p_{1/2}^{-1}$
	$2g_{7/2}$		$2g_{9/2}$	$3d_{5/2}$	$3d_{5/2}$	$3d_{3/2}$	$2g_{7/2}$	$3d_{5/2}$	$4s_{1/2}$	$1f_{5/2}$	$1i_{11/2}$	$2g_{9/2}$	$2g_{7/2}$	$3d_{5/2}$	$3d_{3/2}$	$4s_{1/2}$
矮共振	0.00	0.14	0.04	-0.63	-0.40	0.13	-0.05	0.13	-0.03	0.09	-0.00	-0.01	-0.09	-0.11	-0.50	
巨共振	-0.22	-0.21	-0.02	-0.11	-0.03	-0.15	-0.19	0.02	-0.38	-0.40	0.06	0.02	0.12	0.03	0.13	
自旋巨共振	0.12	0.10	0.02	0.08	-0.05	-0.20	0.11	0.02	0.16	-0.38	-0.03	-0.38	-0.04	-0.12	-0.08	

质 子

		质 子											
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
粒子空穴组态	$1g_{7/2}^{-1}$		$1d_{5/2}^{-1}$	$2d_{5/2}^{-1}$	$3s_{1/2}^{-1}$	$1g_{7/2}^{-1}$	$2d_{5/2}^{-1}$	$2d_{5/2}^{-1}$	$1h_{11/2}^{-1}$	$1g_{7/2}^{-1}$	$2d_{5/2}^{-1}$	$2d_{5/2}^{-1}$	$3s_{1/2}^{-1}$
	$2f_{5/2}$		$2f_{7/2}$	$3p_{1/2}$	$3p_{3/2}$	$1h_{9/2}$	$3p_{1/2}$	$2f_{5/2}$	$1i_{13/2}$	$2f_{7/2}$	$2f_{5/2}$	$3p_{3/2}$	$3p_{1/2}$
矮共振	0.01	0.01	0.02	-0.24	0.09	0.05	0.01	0.13	0.01	0.01	0.01	-0.01	-0.12
巨共振	0.24	0.21	0.07	0.15	0.27	0.16	0.17	0.47	-0.08	0.06	0.06	-0.02	0.06
自旋巨共振	-0.24	-0.14	-0.07	-0.11	0.34	0.14	0.23	-0.18	0.10	0.49	0.09	0.09	0.16

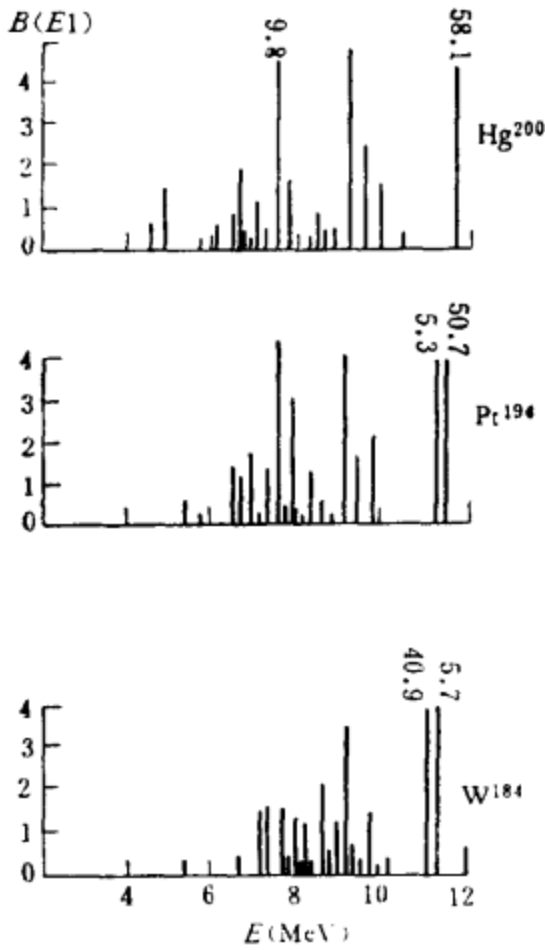


图3  $\text{Hg}^{200}$ 、 $\text{Pt}^{194}$ 、 $\text{W}^{184}$  的偶极跃迁强度  $B(E, 1)$ 。两体相互作用采用罗森弗力力加自旋轨道耦合力

几率随核子数减少变得很小,从而导致了在逐渐远离闭壳时矮共振的消失。

对计算中出现的假态(质心运动),我们令跃迁算符  $T_{1\mu}$  中的  $c_k$  为 1 从而计算它的跃迁几率。由于这个值特别大,一般达  $250-300 \text{ fm}^2$ ,而且假态的本征能量又特别低,往往是负的,所以很容易辨认出来。在我们所示图中假态皆未画上。

## 附录

关于两体核力,我们可以写成:

$$V(r_{12}) = U(r_{12})(W + mP_m + bP_\sigma + hP_mP_\sigma) \\ = U(r_{12})(W + bP_\sigma - hP_\tau - mP_\sigma P_\tau). \quad (1)$$

其中  $W$ 、 $m$ 、 $b$  和  $h$  分别表示维格纳力、玛约兰纳力、巴特列特力和海森堡力。而  $P_m$ 、 $P_\sigma$  和  $P_\tau$  分别是空间变量交换算符、自旋变量交换算符和同位旋变量交换算符。满足如下关系:

$$P_m P_\sigma P_\tau = -1; \quad P_m^2 = P_\sigma^2 = P_\tau^2 = 1, \quad (2)$$

我们也可以把两体中心力表示成两核子体系特定道的分量  $V_{TE}$ 、 $V_{SE}$ 、 $V_{TO}$  和  $V_{SO}$ ,相应的投影算符为  $P_{TE}$ 、 $P_{SE}$ 、 $P_{TO}$  和  $P_{SO}$ 。

$$V(r_{12}) = U(r_{12})(V_{TE}P_{TE} + V_{SE}P_{SE} + V_{TO}P_{TO} + V_{SO}P_{SO}), \quad (3)$$

其中指标  $T$ 、 $S$  分别为自旋三态和自旋单态,  $E$ 、 $O$  表示空间偶态和奇态。

$$U(r_{12}) = V_0 e^{-r_{12}^2/\beta^2}.$$

现在定义自旋单态投影算符  $P_S$ :

$$P_S = \frac{1 - P_\sigma}{2}; \quad \text{即} \quad P_\sigma = 1 - 2P_S; \quad (4)$$

于是有:

$$P_\tau = -P_\sigma P_m = (2P_S - 1)P_m. \quad (5)$$

利用(4)式、(5)式将(3)式改写为:

$$V(r_{12}) = U(r_{12}) \left\{ V_{TE}(1 - P_S) \left( \frac{1 + P_m}{2} \right) + V_{SE}P_S \left( \frac{1 + P_m}{2} \right) \right. \\ \left. + V_{TO}(1 - P_S) \left( \frac{1 - P_m}{2} \right) + V_{SO}P_S \left( \frac{1 - P_m}{2} \right) \right\} \\ = \frac{1}{2} U(r_{12}) \{ (V_{TE} + V_{TO}) + (V_{TE} - V_{TO})P_m \\ - (V_{TE} - V_{SE} + V_{TO} - V_{SO})P_S \\ - (V_{TE} - V_{SE} - V_{TO} + V_{SO})P_m P_S \}. \quad (6)$$

令  $|j_1 j_2 J\rangle$  为两核子的耦合态,两核子的角动量分别为  $j_1$ 、 $j_2$ ,  $J$  为总角动量。定义两粒子交换算符  $P'_{12}$ :

$$P_m P_\sigma = (-1)^{i_1' + i_2' + J} P_{12}' \quad (7)$$

因子  $(-1)^{i_1' + i_2' + J}$  是由于算符  $P_{12}'$  作用在态  $|j_1' j_2' J\rangle$  上时对 C-G 系数作用的结果, (7) 式可进一步写成:

$$P_m = \begin{cases} (-1)^{i_1' + i_2' + J} P_{12}' \cdots \text{自旋三重态} \\ -(-1)^{i_1' + i_2' + J} P_{12}' \cdots \text{自旋单态} \end{cases} \quad (8)$$

利用 (6) 式和 (8) 式我们得到两体相互作用矩阵元:

$$\begin{aligned} \langle j_1 j_2 J | V(r_{12}) | j_1' j_2' J \rangle &= \frac{1}{2} [(V_{TE} + V_{TO}) + (V_{TE} - V_{TO})(-1)^{i_1' + i_2' + J} P_{12}'] \cdot \\ \langle j_1 j_2 J | U(r_{12}) | j_1' j_2' J \rangle &= \frac{1}{2} [(V_{TE} - V_{SE} + V_{TO} - V_{SO}) + (V_{TE} \\ &+ V_{SE} - V_{TO} - V_{SO})(-1)^{i_1' + i_2' + J} P_{12}'] \langle j_1 j_2 J | U(r_{12}) P_S | j_1' j_2' J \rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

如果粒子 1 和 2 为同种核子, 则必须考虑它们的反对称态  $|j_1 j_2 J\rangle_a$ , 指标  $a$  表示反对称, 这时两体矩阵元为:

$$\begin{aligned} \langle j_1 j_2 J | V(r_{12}) | j_1' j_2' J \rangle_a &= \{1 - (-1)^{i_1' + i_2' + J} P_{12}'\} [V_{TO} \langle j_1 j_2 J | U(r_{12}) | j_1' j_2' J \rangle \\ &- (V_{TO} - V_{SE}) \langle j_1 j_2 J | U(r_{12}) P_S | j_1' j_2' J \rangle]. \end{aligned} \quad (10)$$

对于粒子空穴矩阵元, 这里仅给出它们的表达式, 有关详细推导可参考 Yeong E. Kim, UCRL-10865 (1963).

不同种粒子空穴对之间的矩阵元为:

$$\langle \bar{j}_3 j_2 J' | V | \bar{j}_1 j_4 J' \rangle_a = \sum_J (-1)^{i_1 + i_2 + J} (2J + 1) W(j_4 j_3 j_1 j_2; JJ') \langle j_1 j_2 J | V | j_4 j_3 J \rangle. \quad (11)$$

$W$  为角动量耦合拉卡系数, 矩阵元  $\langle j_1 j_2 J | V | j_4 j_3 J \rangle$  见 (9) 式.

同种粒子空穴对之间的矩阵元为:

$$\langle \bar{j}_3 j_2 J' | V | \bar{j}_1 j_4 J' \rangle_a = - \sum_J (-1)^{i_1 + i_2 + i_3 + i_4} (2J + 1) W(j_4 j_3 j_1 j_2; JJ') \langle j_1 j_2 J | V | j_3 j_4 J \rangle_a, \quad (12)$$

矩阵元  $\langle j_1 j_2 J | V | j_3 j_4 J \rangle_a$  见 (10) 式.  $\bar{j}$  表示空穴态.

下面我们给出在 (9)、(10) 中出现的矩阵元  $\langle j_1 j_2 J | U | j_3 j_4 J \rangle$  和  $\langle j_1 j_2 J | U P_S | j_3 j_4 J \rangle$  的表达式, 关于它们的推导以及有关的径向积分的具体表达式可参考 A. Arima Prog. Theor. Phys., **23** (1960), 115. 我们按中心力、张量力、L-S 耦合力三种情况分别给出:

### 1. 中心力:

$$\langle j_1 j_2 J | U | j_3 j_4 J \rangle = \sum_k R^{(k)} (-1)^{j_2 + i_4 + J} \hat{j}_1 \hat{j}_2 \hat{j}_3 \hat{j}_4 C_{j_3 1/2; j_1 - 1/2}^{k 0} C_{j_4 1/2; j_2 - 1/2}^{k 0} W(j_1 j_3 j_2 j_4; kJ), \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \langle j_1 j_2 J | U P_S | j_3 j_4 J \rangle &= \frac{1}{2} \sum_k R^{(k)} (-1)^{j_1 + j_3 + J + 1} \hat{j}_1 \hat{j}_2 \hat{j}_3 \hat{j}_4 \hat{l}_1 \hat{l}_2 \hat{l}_3 \hat{l}_4 C_{l_1 0; l_3 0}^{k 0} C_{l_2 0; l_4 0}^{k 0} \\ &W\left(l_1 j_1 l_2 j_2; \frac{1}{2} J\right) \cdot W\left(l_3 j_3 l_4 j_4; \frac{1}{2} J\right) \cdot W(l_1 l_3 l_2 l_4; kJ), \end{aligned} \quad (14)$$

其中  $C$  为角动量耦合的克累布施-高登系数,  $k$  的求和范围为满足  $|l_1 - l_3| \leq k \leq l_1 + l_3$

和  $|l_2 - l_4| \leq k \leq l_2 + l_4$  的整数.

径向积分

$$R^{(k)} \equiv R^{(kk;0)}(n_1 l_1; n_2 l_2; n_3 l_3; n_4 l_4); \quad (15)$$

符号

$$\hat{j} \equiv (2j + 1)^{1/2},$$

表征每一个粒子态除了它的角动量  $j$  以外, 还有它的主量子数  $n$  和轨道角动量  $l$ .

## 2. 张量力:

$$\begin{aligned} \langle j_1 j_2 J | U | j_3 j_4 J \rangle &= 6 \cdot \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} (-1)^{j_1 + i_4 + l_1 + l_2 + J} \sum_{k_1 k_2 K} (-1)^{(k_1 + k_2)/2} (2K + 1) \\ &\cdot \hat{l}_1 \hat{l}_2 \hat{l}_3 \hat{l}_4 \hat{j}_1 \hat{j}_2 \hat{j}_3 \hat{j}_4 C_{k_1 0; k_2 0}^{20} C_{l_1 0; l_3 0}^{k_1 0} \cdot C_{l_2 0; l_4 0}^{k_2 0} \cdot W(k_1 | k_2 |; K 2) \cdot W(j_1 j_2 j_3 j_4; JK) \\ &\cdot X \begin{Bmatrix} l_1 & l_3 & k_1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ j_1 & j_3 & K \end{Bmatrix} \cdot X \begin{Bmatrix} l_2 & l_4 & k_2 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ j_2 & j_4 & K \end{Bmatrix} \cdot R^{(k_1 k_2; 2)}(n_1 l_1; n_2 l_2; n_3 l_3; n_4 l_4); \quad (16) \end{aligned}$$

$$\langle j_1 j_2 J | U P_S | j_3 j_4 J \rangle = 0. \quad (17)$$

其中  $X\{\}$  表示角动量耦合的  $9j$  符号.  $k_1$  为满足  $|l_1 - l_3| \leq k_1 \leq l_1 + l_3$  的整数,  $k_2$  为满足  $|l_2 - l_4| \leq k_2 \leq l_2 + l_4$  的整数, 同时  $k_1, k_2$  还必须满足  $|k_1 - k_2| \leq 2 \leq k_1 + k_2$  及  $k_1 + k_2 =$  偶数两个条件.  $K$  为满足  $|k_1 - 1| \leq K \leq k_1 + 1$  及  $|k_2 - 1| \leq K \leq k_2 + 1$  的整数.

## 3. L-S 耦合力:

$$\begin{aligned} \langle j_1 j_2 J | U | j_3 j_4 J \rangle &= \sum_k (2k + 1) \sum_{k' = k \pm 1} (2k' + 1)^{1/2} \{ (R^{(k)} - R_{21}^{(k')}) \\ &\cdot [(2k' + 1)^{-1/2} A^{(kk')}(1234, J) - (2k + 1)^{-1/2} B^{(kk')}(1234, J)] \\ &+ (-1)^{j_1 + i_2 + j_3 + i_4} (R^{(k)} - R_{12}^{(k')}) \cdot [(2k' + 1)^{-1/2} A^{(kk')}(2143, J) \\ &- (2k + 1)^{-1/2} B^{(kk')}(2143, J)] \} + \sum_k \{ [(2k + 1) R_{21}^{(k-1)} \\ &- (2k + 1) R^{(k)} + k R_{21}^{(k+1)}] \cdot \\ &(A^{(kk)}(1234, J) + B^{(kk)}(1234, J)) + (-1)^{j_1 + i_2 + j_3 + i_4} [(k + 1) R_{12}^{(k-1)} \\ &- (2k + 1) R^{(k)} + k R_{12}^{(k+1)}] \cdot (A^{(kk)}(2143, J) + B^{(kk)}(2143, J)) \} \\ &+ \sum_k [k(k + 1)]^{1/2} (\bar{R}^{(k-1)} - \bar{R}^{(k+1)}) \cdot \\ &[D^{(k)}(1234, J) - (-1)^{j_1 + i_2 + j_3 + i_4} D^{(k)}(2143, J)]; \quad (18) \end{aligned}$$

$$\langle j_1 j_2 J | U P_S | j_3 j_4 J \rangle = 0. \quad (19)$$

其中

$$\begin{aligned} A^{(kk')}(1234, J) &= (-1)^{j_4 + l_2 + l_3 + J - 1/2} \left[ \frac{12 l_3 (l_3 + 1)}{2k + 1} \right]^{1/2} \hat{l}_2 \hat{l}_3 \hat{l}_4 \hat{j}_1 \hat{j}_2 \hat{j}_3 \hat{j}_4 \hat{k}' \\ &\cdot C_{l_3 1; k' - 1}^{l_1 0} C_{k 0; 1 1}^{k' 1} C_{l_2 0; l_4 0}^{k 0} W(j_1 j_2 j_3 j_4; J k') W(l_1 l_3 j_1 j_3; k' \frac{1}{2}) \cdot X \begin{Bmatrix} l_2 & l_4 & k \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ j_2 & j_4 & k' \end{Bmatrix}; \quad (20) \end{aligned}$$

$$B^{(kk')}(1234, J) = (-1)^{j_1 - i_2 + i_4 + J + k + 1/2} [12l_3(l_3 + 1)]^{1/2} \hat{l}_3 \hat{l}_1 \hat{l}_2 \hat{l}_3 \hat{l}_4 \\ \cdot C_{l_3 1; k' - 1}^{l_1 0} \cdot C_{k 0; 11}^{k' 1} \cdot C_{i_2 \frac{1}{2}; i_4 - \frac{1}{2}}^{k 0} W(j_1 j_2 j_3 i_4; Jk) \cdot X \begin{Bmatrix} l_1 & l_3 & k' \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ i_1 & i_3 & k \end{Bmatrix}; \quad (21)$$

$$D^{(k)}(1234, J) = (-1)^{i_1 - i_2 + i_4 + J + l_1 + 1/2} \left[ \frac{6}{2k + 1} \right]^{1/2} \hat{l}_1 \hat{l}_3 \hat{l}_1 \hat{l}_2 \hat{l}_3 \hat{l}_4 \\ \cdot C_{l_1 0; l_3 0}^{k 0} C_{i_2 \frac{1}{2}; i_4 - \frac{1}{2}}^{k 0} W(j_1 j_2 j_3 i_4; Jk) \cdot X \begin{Bmatrix} l_1 & l_3 & k \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ i_1 & i_3 & k \end{Bmatrix}. \quad (22)$$

在这些表达式中有关的各种径向积分  $R^{(k_1 k_2; K)}$ 、 $R_{21}^{(k)}$ 、 $R_{12}^{(k)}$  和  $\bar{R}^{(k)}$  这里就不再一一列出。

### 参 考 文 献

- [1] G. A. Bartholomew, E. D. Earle, A. J. Ferguson, J. W. Knowles and M. A. Lone, *Advances in Nuclear Physics*, (Plenum Press, New York), Vol. 7(1973), p. 229.
- [2] A. M. Lane, *Proc. Second Int. Symp. on Neutron Capture Gamma Ray Spectroscopy and Related Topics*, 1974, Petten, the Netherlands, p. 31.
- [3] B. Gyarmati, A. M. Lane and J. Zimanyi, *Physics Letter*, **50B**(1974), 316.
- [4] A. M. Lane, *Annals of Physics*, **63**(1971), 171.

## THE PYGMY RESONANCE AND SPIN-ISOSPIN OSCILLATION IN THE MASS REGION ( $A \leq 208$ )

FU DE-JI XIA KE-DING

(Institute of Nucleus, Academia Sinica, Shanghai)

### ABSTRACT

The p-h calculation of  $1^-$  states and its  $E1$  transition probabilities in  $Pb^{208}$  is made with different types of two-body forces. The same calculation is made for  $Hg^{200}$ ,  $Pt^{194}$ ,  $W^{184}$  using BCS wave function as basis vectors. The agreement between observation and calculation is quite well in the general trend. In addition the calculations demonstrate the de-coupling of  $E1$  transitions of low  $l$ -configurations from the giant dipole resonance, the spin-isospin oscillation at lower energy and the effect of spin-orbit coupling force on the pygmy resonance.



# 原子核能级密度的半经验分析

金炳年

陆中道

陈星堃 王顺金

(中国科学院高能物理研究所) (中国科学院原子能研究所)

(兰州大学)

## 摘 要

本文运用统计热力学自洽场理论,分析了壳效应和对效应对原子核能级密度的影响以及这种影响随激发能变化的趋势,提出了一个原子核能级密度的半经验公式.该公式只含三个经验参数,却能对近200个核得到比较满意的结果.

能级密度是能级的统计平均.能级密度的规律体现着能谱的规律.为了理解原子核能级密度的规律性,应当在能级密度的理论研究中运用核结构理论的概念与方法.本文打算在独立粒子模型的框架内,运用统计热力学自洽场理论,分析壳效应和对效应对原子核能级密度的影响以及这些影响随激发能变化的趋势.

在独立粒子模型假定下,采用光滑化技术、运用统计热力学方法,可求得原子核的能级密度公式<sup>[1]</sup>:

$$\rho(A, \mathcal{E}) = \frac{1}{12\sqrt{2} \tilde{a}^{\frac{1}{2}} \tilde{U}^{\frac{1}{2}}} \exp\{2\sqrt{\tilde{a}\tilde{U}}\}, \quad (1)$$

其中

$$\tilde{a} = \frac{\pi^2}{6} \tilde{g} \left( \frac{\alpha_0}{\beta_0} \right), \quad (2)$$

$$\tilde{U} = \mathcal{E} - \int_0^{\alpha_0/\beta_0} \tilde{g}(\epsilon) \epsilon d\epsilon. \quad (3)$$

$g(\epsilon)$  是单粒子能级密度,  $\tilde{g}$  是  $g$  的适当光滑化的函数.  $\tilde{U}$  是与光滑化相联系的有效激发能.  $U$  是与模型相联系的原子核的实际激发能,

$$U = \mathcal{E} - \int_0^{\alpha_0/\beta_0} g(\epsilon) \epsilon d\epsilon. \quad (4)$$

比较(3)、(4)两式,可知

$$\tilde{U} = U + \Delta, \quad (5)$$

$\Delta$  是光滑化引起的基态能量移动,

$$\Delta = \int_0^{\alpha_0/\beta_0} g(\epsilon) \epsilon d\epsilon - \int_0^{\alpha_0/\beta_0} \tilde{g}(\epsilon) \epsilon d\epsilon. \quad (6)$$

推导上述公式时,作了两种近似:(i)鞍点近似,(ii)光滑化近似,特别是假定  $\tilde{g}''/\tilde{g}\beta_0^2 \ll 1$ .上述公式对于独立粒子模型普遍成立.若把核内核子设想为自由粒子,则得理想费密气体模型<sup>[2]</sup>.这时  $\tilde{a}$ 、 $\tilde{U}$  不包含壳效应和对效应.若把核内核子设想为在 Hartree