

# 轴对称谐振子势下形变核的能态密度\*

杨显俊 范希沛

(贵州民族学院物理系, 贵阳 550025)

## 摘 要

在严格考虑泡利不相容原理的前提下, 我们导出了任意单粒子哈密顿量的多粒子、多空穴能态密度的精确的、一般的公式。在半经典的 Thomas-Fermi 近似下, 对于轴对称的谐振子势, 我们得出了一个计算形变核的能态密度的完全的解析表达式。由此, 我们计算了  $g_{1p1h}$ ,  $g_{1p2h}$ ,  $g_{2p1h}$  和  $g_{2p2h}$  能态密度以及与此相应的能态密度的累计数  $N_{1p1h}$ ,  $N_{1p2h}$ ,  $N_{2p1h}$  和  $N_{2p2h}$ 。并与三维球线性谐振子势的计算结果作了比较。结果表明, 在中重核中, 形变参数对能态密度的影响是很重要的。

## 一、引 言

自 1936 年能态密度问题被人们提出以来, 它一直在核结构及核反应理论及应用方面占有重要地位<sup>[1,2]</sup>。近年来的研究表明, 相等数目的粒子和空穴能态密度对研究预复合反应及巨共振展宽宽度的研究非常有趣<sup>[3,4]</sup>。而不等数目的粒子和空穴的能态密度对壳模型光学势的计算非常重要<sup>[5]</sup>。因此人们需要了解激发的粒子数和空穴数一定的复合核的平均能态密度的更精确的知识<sup>[6-8]</sup>。

1983 年 G. Chosh 等人首次应用半经典的 Thomas-Fermi 近似计算了  $g_{1p1h}$  和  $g_{2p2h}$  能态密度, 发现其结果与量子力学的精确计算完全一致<sup>[9]</sup>。Blin 等人在随后的工作中<sup>[10,11]</sup>, 试图推广到  $m$  个粒子,  $n$  个空穴的情形, 但他们的工作均未能完全考虑泡利不相容原理的影响。

近两年来, 本文作者之一以能态密度定义公式出发, 把  $m$  个粒子和  $n$  个空穴的平均能态密度的限制求和化为一系列非限制求和的多项式之和, 得出了一个完全考虑泡利不相容原理影响的多粒子多空穴核体系的平均能态密度的精确计算公式。并能由杨图求系数的方法导出同一公式<sup>[12]</sup>。进而由该公式出发对三维线性谐振子势, 计算了一系列多粒子多空穴的能态密度, 得到了一些很有意义的结论<sup>[13]</sup>。作为进一步的研究, 能态密度中应考虑位阱的形变<sup>[14,15]</sup>, 这对形变核具有实际意义。

本文的第二节给出了普遍的与模型无关的能态密度公式的推导。第三节对三维轴对称谐振子势, 导出了能态密度的解析计算公式。并由此计算了  $^{152}\text{Sm}$  及  $^{190}\text{Os}$  的能态密

本文 1991 年 6 月 10 日收到。

\* 贵州省科学技术基金资助。

度,并与三维线性球谐振子势作了比较。第四节是结论。

## 二、多粒子多空穴系统能态密度计算公式

$m$ 个粒子  $n$ 个空穴费米子系统能态密度定义为

$$g_{mpnh}(E) = \sum_{\substack{p_1 < p_2 < \dots < p_m \\ h_1 < h_2 < \dots < h_n}} \delta \left( E - \sum_{p=p_1}^{p_m} \varepsilon_p - \sum_{h=h_1}^{h_n} \varepsilon_h \right), \quad (2.1)$$

其中  $\varepsilon_p$ 、 $\varepsilon_h$  分别为单粒子或单空穴能量,这里规定能量的起点从费米面开始; $p_1 p_2 \dots p_m$  表示粒子态,  $h_1 h_2 \dots h_n$  表示空穴态,并且粒子态及空穴态分别带有限制性求和  $p_1 < p_2 < \dots < p_m$  与  $h_1 < h_2 < \dots < h_n$ 。这一限制要求正好体现了泡利不相容原理。 $\delta$  函数是为了保证能量守恒。若分别令  $m=0$  及  $n=0$ , 则可得单独存在粒子或空穴时的能态密度  $g_{opnh}$  以及  $g_{mpoh}$ 。(2.1)式还可写成

$$g_{mpnh}(E) = \sum_{\substack{\mu_1 < \mu_2 < \dots < \mu_m \\ \nu_1 < \nu_2 < \dots < \nu_n}} \left\langle \mu_1 \mu_2 \dots \mu_m, \nu_1 \nu_2 \dots \nu_n \left| \delta \left( E - \sum_{\mu=\mu_1}^{\mu_m} H_\mu - \sum_{\nu=\nu_1}^{\nu_n} H_\nu \right) \right. \right. \\ \left. \left. \cdot \left| \mu_1 \mu_2 \dots \mu_m, \nu_1, \nu_2 \dots \nu_n \right\rangle \right. \right. \quad (2.2)$$

这里用  $\mu_i$  和  $\nu_i$  代替了原来的粒子态和空穴态求和指标  $p_i$ ,  $h_i$ , 并且求和遍及所有状态; $H_i$  为单粒子单空穴的哈密顿量; $\varepsilon_i$  为相应的本征值。作为一种方便的表示,(2.2)的拉普拉斯变换为

$$G_{mpnh}(E) = \int_0^\infty dE e^{-\beta E} g_{mpnh}(E) = Z_p(\beta, m) Z_h(\beta, n), \quad (2.3)$$

粒子部分和空穴部分分别为

$$Z_p(\beta, m) = \sum_{\mu_1 < \mu_2 < \dots < \mu_m} \langle \mu_1 \mu_2 \dots \mu_m | e^{-\beta \sum_{\mu} H_\mu} | \mu_1 \mu_2 \dots \mu_m \rangle, \quad (2.4a)$$

$$Z_h(\beta, m) = \sum_{\nu_1 < \nu_2 < \dots < \nu_n} \langle \nu_1 \nu_2 \dots \nu_n | e^{-\beta \sum_{\nu} H_\nu} | \nu_1 \nu_2 \dots \nu_n \rangle. \quad (2.4b)$$

为了将(2.4)写成为迹形式,引入

$$f^{(l)}(\mu) = \langle \mu | e^{-l\beta H_\mu} | \mu \rangle, \quad (2.5)$$

表示第  $\mu$  个能态占据  $l$  个粒子。下面仅以粒子为例。考察  $m=2$ , 注意方程(2.4), 有

$$\sum_{\mu_1 < \mu_2} f(\mu_1) f(\mu_2) = (2!)^{-1} \left\{ \sum_{\mu_1, \mu_2} f(\mu_1) f(\mu_2) - \sum_{\mu_1} f^2(\mu_1) \right\}. \quad (2.6a)$$

上式右边第一项没有考虑泡利不相容原理,计及泡利不相容原理后必须减去某一能级占据两粒子的修正项,这样处理的结果包括  $\mu_1 > \mu_2$  情形,故得除以  $2!$  这一全同因子。

类似考察  $m=3$ ,  $m=4$  情形,有

$$\sum_{\mu_1 < \mu_2 < \mu_3} f(\mu_1) f(\mu_2) f(\mu_3) = (3!)^{-1} \left\{ \sum_{\mu_1, \mu_2, \mu_3} f(\mu_1) f(\mu_2) f(\mu_3) \right. \\ \left. - 3 \sum_{\mu_1, \mu_2} f^2(\mu_1) f(\mu_2) + 2 \sum_{\mu_1} f^3(\mu_1) \right\} \quad (2.6b)$$

$$\begin{aligned} \sum_{\mu_1 < \mu_2 < \mu_3 < \mu_4} f(\mu_1)f(\mu_2)f(\mu_3)f(\mu_4) &= (4!)^{-1} \left\{ \sum_{\mu_1, \mu_2, \mu_3, \mu_4} f(\mu_1)f(\mu_2)f(\mu_3)f(\mu_4) \right. \\ &- 6 \sum_{\mu_1, \mu_2, \mu_3} f^2(\mu_1)f(\mu_2)f(\mu_3) + 3 \sum_{\mu_1, \mu_2} f^2(\mu_1)f^2(\mu_2) \\ &\left. + 8 \sum_{\mu_1, \mu_2} f^3(\mu_1)f(\mu_2) - 6 \sum_{\mu_1} f^4(\mu_1) \right\} \end{aligned} \quad (2.6c)$$

注意到(2.6)右边各项求和皆独立, 系无限制求和表示, 故都能写成求迹形式。为了得到任意  $m$  个粒子的约化独立求和形式, 我们引入  $l+1$  个粒子占据同一能级的表示

$$\begin{aligned} A_m^{(l)}(\beta) &= m! \sum_{\mu_1 < \mu_2 < \dots < \mu_m} f(\mu_1)f(\mu_2) \dots f^{(l+1)}(\mu_i) \dots f(\mu_m) \\ &= m! \sum_{\mu_1 < \mu_2 < \dots < \mu_m} \langle \mu_1 \dots \mu_m | e^{-\beta \sum_{\mu} H_{\mu}} e^{-\beta l H_{\mu_i}} | \mu_1 \dots \mu_m \rangle, \end{aligned} \quad (2.7)$$

$A_m^{(l)}(\beta)$  与  $Z_p(\beta, m)$  的关系  $Z_p(\beta, m) = (m!)^{-1} A_m^{(0)}$ , 而

$$\begin{aligned} A_m^{(0)}(\beta) &= (m!) \sum_{\mu_1 < \dots < \mu_m} \langle \mu_1 \dots \mu_m | e^{-\beta \sum_{\mu} H_{\mu}} | \mu_1 \dots \mu_m \rangle \\ &= (m!) \sum_{\mu_1 < \dots < \mu_m} f(\mu_1)f(\mu_2)f(\mu_m), \end{aligned} \quad (2.8)$$

用(2.8)式重写(2.6)式, 即

$$\begin{aligned} A_2^{(0)}(\beta) &= A_1^{(0)}A_1^{(0)} - A_1^{(1)}, \\ A_3^{(0)}(\beta) &= A_1^{(0)}A_1^{(0)}A_1^{(0)} - 3A_1^{(1)}A_1^{(0)} + 2A_1^{(2)}, \\ A_4^{(0)}(\beta) &= A_1^{(0)}A_1^{(0)}A_1^{(0)}A_1^{(0)} - 6A_1^{(1)}A_1^{(0)}A_1^{(0)} + 3A_1^{(1)}A_1^{(1)} + 8A_1^{(2)}A_1^{(0)} - 6A_1^{(3)}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

由此, 依次写出  $m = 5, 6, \dots$  的表示式, 我们终于发现了其中的规律性, 得出一个完整的递推公式

$$\begin{cases} A_m^{(0)}(\beta) = \sum_{i=0}^{m-1} (-1)^i \frac{(m-1)!}{(m-i-1)!} A_1^{(i)}(\beta) A_{m-i-1}^{(0)}(\beta), \\ A_0^{(0)}(\beta) = 1. \end{cases} \quad (2.10a)$$

空穴与粒子完全类似有

$$\begin{cases} B_n^{(0)}(\beta) = \sum_{j=0}^{n-1} (-1)^j \frac{(n-1)!}{(n-j-1)!} B_1^{(j)}(\beta) B_{n-j-1}^{(0)}(\beta), \\ B_0^{(0)}(\beta) = 1. \end{cases} \quad (2.10b)$$

由上式, 通过反拉普拉斯变换, 可得到能态密度  $g_{mpnh}(E)$  的表示式。

(2.10) 作为计算多粒子多空穴系统能态密度的一般性公式, 不受模型限制, 对任何单粒子哈密顿量都是适合的, 因此具有普遍意义。并且, 从另一角度出发, 应用所谓杨图求系数的方法<sup>[12]</sup>, 得到的结果与(2.10)式完全一致。(2.10)式右边除第一项外, 其余项反映了泡利不相容原理的影响, 称为泡利修正项。

### 三、T-F 近似下轴对称变形核的能态密度

#### 1. 轴对称谐振子势能态密度的解析公式

轴对称形变  $\hat{H}$  量为<sup>[16,17]</sup>

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \hat{\nabla}^2 + \frac{1}{2} m [\omega_1^2(x^2 + y^2) + \omega_3^2 z^2] - C \hat{s} \cdot \hat{l} - D \hat{l}^2, \quad (3.1)$$

这里第三项代表自旋与轨道角动量的耦合,第四项为轨道角动量的影响。为了方便起见,我们下面的讨论将不考虑自旋、轨道的影响。这对应于自旋和轨道的影响相应于形变场  $V(\epsilon)$  来说可忽略的情形,也即形变较大。

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \hat{\nabla}^2 + \frac{1}{2} m [\omega_1^2(x^2 + y^2) + \omega_3^2 z^2]. \quad (3.2)$$

在上两式中  $(x, y, z)$  是固定在核上的三直角坐标,  $\omega_1 = \omega_2$  正好体现了轴对称形变。若取球坐标,变形谐振子势可写成:

$$\hat{V} = \frac{1}{2} m \omega_0^2 r^2 \left[ 1 - \frac{4}{3} \epsilon P_{20}(\hat{\theta}) \right], \quad (3.3)$$

这里

$$\begin{aligned} P_{20}(\theta) &= \frac{1}{4} (3 \cos 2\theta + 1) = \frac{1}{2} [3 \cos^2 \theta - 1], \\ \omega_1 &= \omega_0 \left( 1 + \frac{1}{3} \epsilon \right), \\ \omega_3 &= \omega_0 \left( 1 - \frac{2}{3} \epsilon \right), \\ \omega_0 &= \omega_{00} \left( 1 - \frac{1}{3} \epsilon^2 - \frac{2}{27} \epsilon^3 \right)^{-1/3}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

$\omega_{00}$  是常数,它代表球形核的圆频率。 $\epsilon$  是形变参数,它反映了体系偏离球形运动的程度。

半经典的 Thomas-Fermi 近似是通过  $\hat{H}$  量用其相应的经典对应来代替,而求迹用相空间的积分来代替所得到

$$\hat{H}_i \rightarrow H_i; \quad \text{Tr}_i \rightarrow \frac{d}{(2\pi\hbar)^3} \int d^3 r_i d^3 p_i, \quad (3.5)$$

这里  $d$  为费米子自由度,取  $d = 2$ 。(不考虑非自旋自由度.)

在第二节中,我们曾用  $A_i^{(l)}(\beta)$  来代表  $l+1$  个粒子占据同一能级的表示。将此表示代入上式,经过一系列简单的积分运算后不难得出:

$$\begin{aligned} A_i^{(l)}(\beta, \epsilon) &= \frac{d}{(\hbar\omega_0)^3} \frac{1}{\left(1 + \frac{2}{3} \epsilon\right) \sqrt{1 - \frac{4}{3} \epsilon}} \left[ \frac{\epsilon_F^2}{2(l+1)\beta} + \frac{\epsilon_F}{(l+1)^2 \beta^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{(l+1)^3 \beta^3} \right], \end{aligned} \quad (3.6-1)$$

$$\begin{aligned} B_i^{(l)}(\beta, \epsilon) &= \frac{d}{(\hbar\omega_0)^3} \frac{1}{\left(1 + \frac{2}{3} \epsilon\right) \sqrt{1 - \frac{4}{3} \epsilon}} \left[ \frac{\epsilon_F^2}{2(l+1)\beta} - \frac{\epsilon_F}{(l+1)^2 \beta^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{(l+1)^3 \beta^3} - \frac{e^{-(l+1)\beta\epsilon_F}}{(l+1)^3 \beta^3} \right]. \end{aligned} \quad (3.6-2)$$

式中对于  $e^{-\mu\beta\epsilon_F\beta^{-\nu}}$  ( $\nu > 0$ , 为 1, 2, ...;  $\mu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) 的反拉氏变换是很容易

易求得的。由于  $\mu, \nu$  皆为常数, 故拉氏反变换后为  $(E - \mu \varepsilon_F)^{\nu-1} / (\nu-1)! \theta(E - \mu \varepsilon_F)$ 。在文献[9]中对三维线性谐振子所作的半经典计算并与量子力学结果比较证实对  $g_{1p1h}$  及  $g_{2p2h}$  情形两者完全一致。而我们的前期工作<sup>[12,13]</sup>对此作了推广, 得出了一个完整的, 精确的, 用于计算任意粒子与空穴数的能态密度公式。

式(3.6-2)中可见,  $\omega_0^{-3} = \omega_{00}^{-3} \left(1 - \frac{1}{3} \varepsilon^2 - \frac{2}{27} \varepsilon^3\right)$ , 若忽略  $\varepsilon$  高次项的影响, 则可认为  $\omega_0 \doteq \omega_{00}$ 。

## 2. 不同形变参数 $\varepsilon$ 的影响

图 1 及图 2 分别计算了  $^{152}\text{Sm}$  当  $\varepsilon = 0, 0.2, -0.4, 0.4$  时的能态密度  $g_{1p2h}$  和  $g_{2p1h}$ 。图中最低一条  $\varepsilon = 0$  的曲线对应于三维线性球谐振子的情形。其他各条曲线由下到上

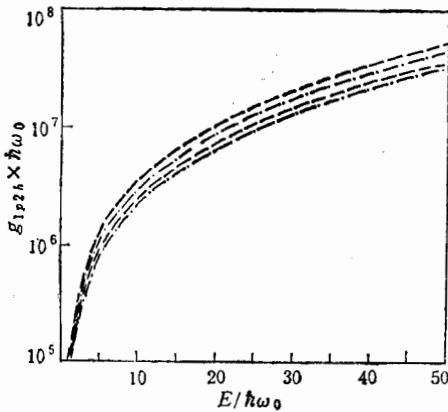


图 1  $^{152}\text{Sm}$  当  $\varepsilon = 0, 0.2, -0.4$  及  $0.4$  时的能态密度  $g_{1p2h}$

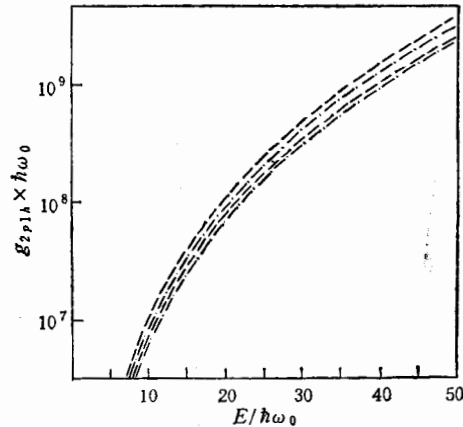


图 2  $^{152}\text{Sm}$  当  $\varepsilon = 0, 0.2, -0.4$  以及  $0.4$  时的能态密度  $g_{2p1h}$

依次为  $\varepsilon = 0.2, \varepsilon = -0.4, \varepsilon = 0.4$  的能态密度。总的说来, 能态密度作为激发能  $E$  的函数。

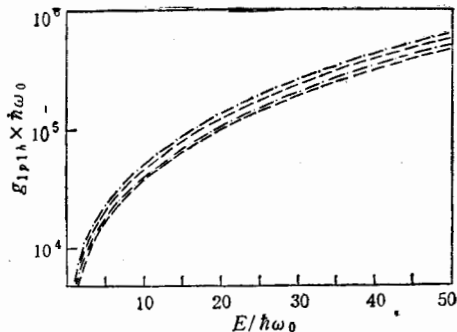


图 3  $^{152}\text{Sm}$  当  $\varepsilon = 0, 0.2, -0.4$  及  $0.4$  时的能态密度  $g_{1p1h}$

由图可见, 随形变参数  $|\varepsilon|$  的增大, 能态密度值不断增大, 无论对于正的  $\varepsilon$  值还是负的  $\varepsilon$  值均有此结论。不过对于相同的  $|\varepsilon|$  值而言, 负的  $\varepsilon$  值对应的能态密度增加要比正的  $\varepsilon$  对应的能态密度增加要小一些。图 3 也说明了同样的结果。

同时由图可见, 不同  $\varepsilon$  对应的能态密度曲线均是相应于  $\varepsilon = 0$  的曲线 (即三维线性球谐振子势) 向上的不同程度的平移。这是因为在变形线性谐振子势中, 若忽略自旋轨道耦合, 对同一能量值而言, 能态密度  $g$  仅是形变参数  $\varepsilon$  的函数。

依此, 对同一能量值而言, 能态密度  $g$  仅是形变参数  $\varepsilon$  的函数。

## 3. 不同形变核的能态密度

图4及图5分别为 $^{152}\text{Sm}$ 及 $^{190}\text{Os}$ 的能态密度随激发能量而变化的曲线。

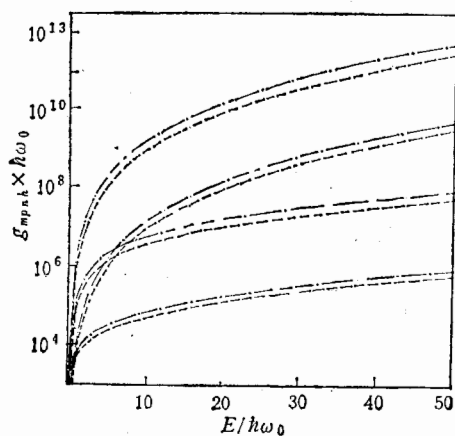


图4  $^{152}\text{Sm}$ 的能态密度  $g_{1p1h}$ ,  $g_{1p2h}$ ,  $g_{2p1h}$ ,  $g_{2p2h}$  当  $\epsilon = 0, 0.4$  时的曲线  
—  $\epsilon = 0.4$  ---  $\epsilon = 0$

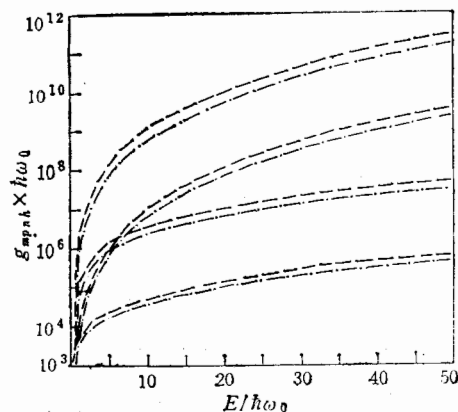


图5  $^{190}\text{Os}$ 的能态密度  $g_{1p1h}$ ,  $g_{1p2h}$ ,  $g_{2p1h}$  及  $g_{2p2h}$  当  $\epsilon = 0, 0.4$  时的曲线  
---  $\epsilon = 0.4$  ———  $\epsilon = 0$

图中由下而上依次为  $g_{1p1h}$ ,  $g_{1p2h}$ ,  $g_{2p1h}$  及  $g_{2p2h}$  四组曲线。每组曲线均由两条曲线构成,它们分别对应于  $\epsilon = 0$  和  $\epsilon = 0.4$  时的情形。由图可见,每组曲线中,  $\epsilon = 0.4$

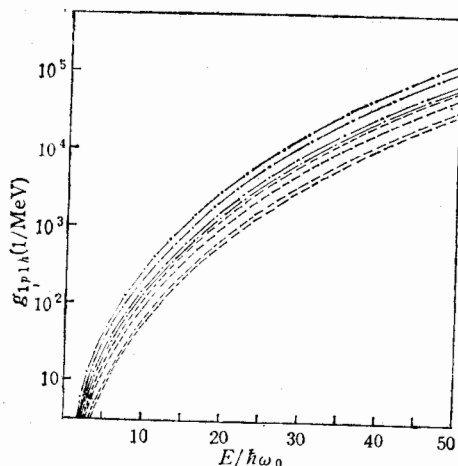


图6  $^{190}\text{Os}$ 和 $^{152}\text{Sm}$ 粒子空穴系统的能态密度

从下到上,分别为  $\epsilon = 0, -0.2, -0.4, 0.4$ .  
 $^{190}\text{Os}$ :  $\hbar\omega_0 = 7.68\text{MeV}$ .  $^{152}\text{Sm}$ :  $\hbar\omega_0 = 7.13\text{MeV}$   
——  $^{190}\text{Os}$  ---  $^{152}\text{Sm}$

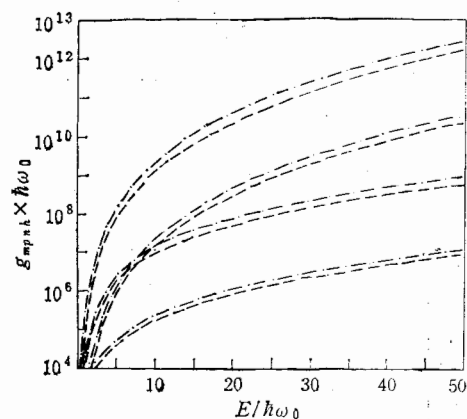


图7  $^{152}\text{Sm}$ 的能态密度累计数(由下而上)  
 $N_{1p1h}$ ,  $N_{1p2h}$ ,  $N_{2p1h}$ ,  $N_{2p2h}$   
——  $\epsilon = 0.4$  ---  $\epsilon = 0$

的曲线比  $\epsilon = 0$  的曲线显著抬高了一些。同时,不仅形变参数  $\epsilon$  相同时,能态密度随粒子数、空穴数增加而增加,且各组  $\epsilon = 0.4$  相对于  $\epsilon = 0$  的曲线的平移间距也随粒子、

空穴数增加而略有增加。这是因为形变与粒子、空穴的激发一样均引起平均相空间体积的增大,从而单位能态间隔中的能级数目均比无形变时要大一些。

为了比较不同的核受形变参数的影响程度,图 6 计算了  $^{152}\text{Sm}$  及  $^{16}\text{O}$ s 的  $g_{1p1h}$  能态密度。上面四条是  $^{16}\text{O}$ s 的能态密度,下面四条是  $^{152}\text{Sm}$  的能态密度。各自对应形变参数(由下而上)依次为  $\epsilon = 0, -0.2, -0.4$  及  $0.4$  情形。显然,形变参数对于  $A$  较大的核的影响要比  $A$  较小的核影响来得大。 $\epsilon$  越大,对能态密度的影响越大。在  $\epsilon$  较小时,不同  $A$  值的能态密度由于  $\epsilon$  所引起的差别不大,但当  $\epsilon$  增大时,不同  $A$  值的能态密度由于  $\epsilon$  所引起的差别也随之增大。这表明对中重核而言,形变的影响是很重要的。

另外在图 7 中画出了  $^{152}\text{Sm}$  的能态密度的累计数。

由下而上依次为  $N_{1p1h}, N_{1p2h}, N_{2p1h}, N_{2p2h}$ 。其中  $\epsilon = 0.4$  的曲线均比  $\epsilon = 0$  的曲线要稍抬高一些。由图可见能态累计数随形变参数  $\epsilon$  的变化与能态密度完全类似。

#### 4. 与谐振子模型比较

在以上所有的计算中, $\epsilon = 0$  的曲线即为三维线性球谐振子的计算结果,对应于无形变情形。所有的图形皆显示出,形变均使能态密度值增大。 $\epsilon$  越大,能态密度随  $E$  增加越大。对变形谐振子模型而言,形变参数一定时,曲线只是相应于  $\epsilon = 0$  的三维线性球谐振子模型的结果往上平移。即形变的影响在这一情形中相当于正的大于等于 1 的常数,这一结果无论对于正的形变或是负的形变均适用。

## 四、结 论

我们在严格考虑泡利不相容原理的前提下,利用能态密度的普遍公式,基于轴对称谐振子模型,推导了作为形变参数  $\epsilon$  和能量  $E$  的能态密度公式。在半经典的 Thomas-Fermi 近似下,轴对称谐振子势的能态密度计算公式具有一完全解析的形式。由此公式,我们计算了  $^{152}\text{Sm}$  及  $^{16}\text{O}$ s 在不同能量值及不同形变参数下的能态密度值,并与三维线性谐振子的计算结果作了比较,分析了形变参数对不同核的影响。结果看出,形变参数无论是取正的还是取负的值,均能使能态密度值增大。当形变参数越大时,对能态密度影响越大。并且当  $A$  值越大时,形变参数亦随之增大。由此可见,对形变核,形变的影响是很重要的,这提醒我们,在处理非满壳中重核时,要尽可能考虑形变的影响。

## 参 考 文 献

- [1] H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, **50**(1936), 332.
- [2] H. A. Bethe, *Mod. Phys.*, **9**(1937), 69
- [3] G. Rohr, in *Neutron-Capture Gamma-Ray Spectroscopy* (1981), edited by T. Von Egidy and F. Gonnenswein, Iop Conference Proceeding n° 62 (Institute of Physics, London, 1982), p. 332.
- [4] J. Winter and P. Schuck, in *Time Dependent Hartree-Fock and Beyond*, edited by K. Goeke and J. Reinhard, *Lecture Notes in Physics*, Vol. **171** (Springer, New York, 1982), p. 190.
- [5] R. W. Hasse and P. Chuck, *Nucl. Phys.*, **A438**(1985), 157.
- [6] M. Blann, *Annu. Rev. Nucl. Sci.*, **25**(1975), 123.
- [7] J. J. Griffin, *Phys. Rev. Lett.*, **17**(1966), 479.
- [8] C. K. Cline and H. Blann, *Nucl. Phys.*, **A172**(1971), 225.

- [9] G. Chosh, R. W. Hasse, P. Schuck and J. Winter, *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 1250.  
[10] A. H. Blin, B. Hiller, R. W. Hasse and P. Schuck, *J. Phys.*, **45**(1984), c231.  
[11] A. H. Blin, R. W. Hasse, B. Hiller and C. Yannouleas, GSI-85-86(1985).  
[12] 杨显俊、张竞上、卓益忠, *高能物理与核物理*, **14**(1989), 1102.  
[13] J. S. Zhang and X. J. Yang, *Z. Phys. A-Atomic Nuclei*, **329**(1988), 69.  
[14] I. Kanestrup, *Nucl. Phys.*, **83**(1966), 380.  
[15] S. Bjornholm, A. Bohr and B. R. Mottelson, in *Phys. and Chem. of Fission, 1973* (IAEA, Vienna, 1974), Vol. 1, p. 367.  
[16] M. A. Preston, R. K. Bhaduri, *Structure of the Nucleus*, Addison Wesley Publishing Company, Inc. Reading, Massachusetts (1975) p. 410.  
[17] A. De. Shalit, H. Feshbach, *Theoretical Nuclear Physics V. 1* John Wiley and Sons, Inc., New York (1974) p. 442.

## State Densities of Deformed Nuclei Based on Axisymmetric Harmonic Oscillator Potential

YANG XIANJUN FAN XIPEI

(Physics Department, Guizhou Institute for Nationalities, Guiyang 550025)

### ABSTRACT

On the premise of considering Pauli exclusion principle strictly, we have obtained an exact general formula of multiparticle and multi-hole state densities for any single-particle Hamiltonian. Besides, under the semi-classical Thomas-Fermi approximation, for deformed nuclei, we have derived a completely analytic expression of state densities based on axisymmetric harmonic oscillator potential. By means of this expression, we have calculated the state densities of  $g_{1p1h}$ ,  $g_{1p2h}$ ,  $g_{2p1h}$ ,  $g_{2p2h}$  and their corresponding cumulative state densities of  $N_{1p1h}$ ,  $N_{1p2h}$ ,  $N_{2p1h}$ ,  $N_{2p2h}$ , and made comparisons with the results based on the three-dimensional linear harmonic oscillator potential. The results indicate that for medium-heavy nuclei, deformation parameter has a great effect on state densities.