

RPA 与 G 矩阵的偏离能壳性

杨善德 郎思新 王克协 吴式枢

(吉林大学物理系)

摘 要

本文考察了 G 矩阵的偏离能壳性对 RPA 的影响,在以下四种情况下计算了 ^{16}O 的单粒子单空穴激发 TDA 与 RPA 谱: (I) 假定每个 G 矩阵元都可取成在能壳上的值; (II) 严格顾及了 G 矩阵的偏离能壳性; (III) 考虑了自屏蔽效应,但 G 矩阵元均取在能壳上的值; (IV) G 矩阵的偏离能壳性和自屏蔽效应都顾及了. 发现例如 $T=0$ 的第一个 0^+ 态能谱分别是(单位: MeV)

I		II		III		IV	
TDA	RPA	TDA	RPA	TDA	RPA	TDA	RPA
17.0	7.1	20.9	18.5	19.6	16.2	25.7	25.4

说明 G 矩阵的偏离能壳性的影响是很重要的,它确实可以提供一个阻碍“声子崩溃”的重要因素,同样,自屏蔽效应也起着削弱反向项的作用. 顾及了 G 矩阵的偏离能壳性和自屏蔽效应之后, RPA 谱与 TDA 谱之间的差别几乎消失了.

一、引 言

在核的等效相互作用的多体理论研究中, Bertsch^[1] 和 Kuo 等^[2] 早就指出粒子-空穴 ($p-h$) 激发即核心极化效应起着重要作用,随后 Kirson^[3] 对此做了系统研究,例如他发现核心极化的各种图形对 ^{18}O 和 ^{18}F 基态能谱的贡献分别是:

核 (T, J^{π})	[G]	[$3p-1h$]	[TDA]	[RPA]	[nRPA]	[bbnRPA]
$^{18}\text{O}(1, 0^+)$	-2.271	-1.091	-1.924	-4.122	-2.227	0.345
$^{18}\text{F}(0, 1^+)$	-3.418	0.204	-0.791	-3.447	-1.158	1.362

这里的能量单位是 MeV, [G] 表示等效相互作用只取 Brueckner G 矩阵时算得的能谱,而其它数值均代表相对 [G] 的结果所产生的能级移动值, [nRPA] 是顾及了自屏蔽的 RPA, [bbnRPA] 是顾及了顶角修正 ($1p \rightarrow 2p-1h$, $1h \rightarrow 2h-1p$) 的 [nRPA]. 从上面所列结果可以看到两个突出现象: 一是当不考虑自屏蔽效应时,反向项的作用很重要, RPA 谱显著被压低, [3] 指出它主要是由核心 ^{16}O 的 $1p-1h$ 激发的 $T=0$ 的 0^+ 和 2^+ 声子

产生的,这一现象有时被称为“声子崩溃”;二是自屏蔽效应大大削弱了反向项的作用,使 RPA 谱靠近到 TDA. Kuo 等^[4,5]在研究 ^{16}O 的 $1p-1h$ 激发 TDA、RPA 与自屏蔽效应时,得到了类似结果.

大家知道, G 矩阵是能量相关的,或者说具有偏离能壳性. 但以往都假定 G 矩阵的偏离能壳性可以忽略,而在做数值计算时,总是简单地将 G 矩阵元 $\langle ab|G(\omega)|cd\rangle$ 的能量参数 ω 取为是初态和末态能量值的平均

$$\bar{\omega} = \frac{1}{2} (\varepsilon_a + \varepsilon_b + \varepsilon_c + \varepsilon_d),$$

即取成在能壳上的值. 上面提到的几个工作都没有顾及 G 矩阵的偏离能壳性,而且当时所用的 G 矩阵由于没有严格处理泡利算符而存在重复计算的问题. 1974 年吴式枢提出了一个方法^[6],它可以整体地顾及无穷 G 矩阵 Feynman 图级数中所含全部 G 矩阵元的偏离能壳性,为研究这个问题提供了理论基础. 近年来,Bandō 等^[7]在计算 $2p-1h$ 多重散射关联对 ^{17}O 价能的贡献,Andō 等^[8]在计算 $3p-1h$ 对 ^{18}O 等效相互作用的贡献时,考虑了 G 矩阵的偏离能壳性,发现它的影响是不容忽视的,例如它对 ^{17}O 的 $0d_{5/2}$ 态能谱的影响达 1MeV. 然而在他们的计算中,只考虑了向前传播的图,即只计算了 TDA. 吴式枢曾经指出^[9]: G 矩阵的偏离能壳性对反向传播的项会产生阻尼效应,提供一个阻碍“声子崩溃”的因素,予期 G 矩阵的偏离能壳性对 RPA 会有比较大的影响. 本文应用[6]所提出的方法,在严格顾及 G 矩阵的偏离能壳性的基础上,重新考察了 ^{16}O 的 $1p-1h$ 激发 TDA、RPA 以及自屏蔽效应,发现 G 矩阵的偏离能壳性确实是很重要的.

我们将在下一节给出本文所需的计算公式和说明,在第三节里对计算结果进行了分析和讨论.

二、基本公式

对于满壳核的 $1p-1h$ 组态激发,其 TDA 与 RPA 本征方程可以统一地写为:

$$\begin{aligned} & (E_\lambda - \varepsilon_\alpha + \varepsilon_\beta) \langle \phi_0 | \mathcal{A}(\alpha\beta, \text{JMTM}_T) | \phi_\lambda \rangle \\ & = [(1 - n_\alpha)n_\beta - n_\alpha(1 - n_\beta)] \sum_{\eta, \theta} F_g(\alpha\beta, \eta\theta | \text{JT}; E_\lambda) \langle \phi_0 | \mathcal{A}(\eta\theta, \text{JMTM}_T) | \phi_\lambda \rangle \quad (1) \end{aligned}$$

若限制其中的希腊字母对 $(\alpha, \beta), (\eta, \theta)$ 只取粒子-空穴态时就是 TDA, 如果还允许取空穴-粒子态的话就是 RPA. 式中 ε_α 是单粒态 α 的能量, E_λ 是待求的能量本征值, n_α 是态 α 的填充数的零级近似, 当 α 是空穴态时 $n_\alpha = 1$, 当 α 是粒子态时 $n_\alpha = 0$. [6] 给出了在非耦合表象中 TDA、RPA 及包括自屏蔽效应的相互作用矩阵元 F_g 的计算公式, 但实际计算总是在总角动量与总同位旋有确定值的耦合表象中进行, 下面我们给出 F_g 在耦合表象中的表达式. 为了使计算简化, 本文只对屏蔽一个气泡图的 TDA 与 RPA 进行了实际计算, 这时式 (1) 的 F_g 可以写为

$$F_g = F_g^{(0)} + F_g^{(1)} \quad (2)$$

$F_g^{(0)}$ 代表不加自屏蔽时的相互作用矩阵元, $F_g^{(1)}$ 是屏蔽一个气泡图的贡献. 下面让我们用字母 $m, n(i, j)$ 表示粒子(空穴)态, 则

$$F_g^{(0)}(mi, nj[JT]; E_\lambda) = - \sum_{J'T'} (2J' + 1) (2T' + 1) \cdot \begin{Bmatrix} j_i & J' & j_n \\ & & \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & T' & \frac{1}{2} \\ & & \end{Bmatrix} \times \langle mjJ'T' | G(E_\lambda + \varepsilon_i + \varepsilon_j) | niJ'T' \rangle \quad (3a)$$

$$F_g^{(0)}(mi, jn[JT]; E_\lambda) = - \sum_{J'T'} (2J' + 1) (2T' + 1) \sqrt{(1 + \delta_{mn})(1 + \delta_{ij})} \times \begin{Bmatrix} j_i & J' & j_i \\ & & \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & T' & \frac{1}{2} \\ & & \end{Bmatrix} \langle mnJ'T' | G(\varepsilon_i + \varepsilon_j) | ijJ'T' \rangle \quad (3b)$$

$$F_g^{(0)}(im, nj[JT]; E_\lambda) = - \sum_{J'T'} (2J' + 1) (2T' + 1) \sqrt{(1 + \delta_{mn})(1 + \delta_{ij})} \times \begin{Bmatrix} j_m & J' & j_n \\ & & \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & T' & \frac{1}{2} \\ & & \end{Bmatrix} \langle ijJ'T' | G(\varepsilon_i + \varepsilon_j) | nmJ'T' \rangle \quad (3c)$$

$$F_g^{(0)}(im, jn[JT]; E_\lambda) = - \sum_{J'T'} (2J' + 1) (2T' + 1) \cdot \begin{Bmatrix} j_m & J' & j_i \\ & & \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & T' & \frac{1}{2} \\ & & \end{Bmatrix} \times \langle inJ'T' | G(-E_\lambda + \varepsilon_i + \varepsilon_j) | jmJ'T' \rangle \quad (3d)$$

其中 i_α 是单粒态 α 的角动量子数, 式中的 G 矩阵元是反对称并归一化了的. 上述公式严格顾及了 G 矩阵的偏离能壳性, 从式(3)可以清楚地看到, 其中的 G 矩阵元全都不取在能壳上的值 $\bar{\omega}$, 拿我们最感兴趣的 $T = 0$ 的第一个 0^+ 态来说, 若按其 $E_\lambda \sim 20\text{MeV}$ 来估计, 决定其 TDA 谱所用到的 G 矩阵元(见(3a)式)的能量参数 $\omega = E_\lambda + \varepsilon_i + \varepsilon_j$ 与不顾及 G 矩阵的偏离能壳性时取的 $\bar{\omega}$ 值相差达 $10-20\text{MeV}$, 决定反向项所用的 G 矩阵元(见(3d)式)的能量参数 $\omega = -E_\lambda + \varepsilon_i + \varepsilon_j$ 与通常取的 $\bar{\omega}$ 值相差 $\sim 50\text{MeV}$, 而正向项与反向项之间的非对角元所用的 G 矩阵元(见(3b)和(3c)式)的 $\omega = \varepsilon_i + \varepsilon_j$ 与通常取的 $\bar{\omega}$ 值相差也约为 30MeV . 因此, 预期 G 矩阵的偏离能壳性对 TDA 和 RPA 会有比较显著的影响, 本文的数值计算结果完全证实了这一点.

在耦合表象中, 屏蔽一个气泡图的贡献 $F_g^{(3)}$ 具体写出来是

$$F_g^{(3)}(mi, nj[JT]; E_\lambda) = - \sum_{\mu\nu J'' J'''} [(1 + \delta_{n\mu})(1 + \delta_{i\nu})]^{1/2} [E_\lambda + \varepsilon_i + \varepsilon_\nu - \varepsilon_n - \varepsilon_\mu]^{-1} \times (2J' + 1) (2J'' + 1) (2T' + 1) (2T'' + 1) \cdot \begin{Bmatrix} J'' & J' & J \\ & & \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J'' & J' & J \\ & & \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} T'' & T' & T \\ & & \end{Bmatrix}^2 \times \langle \mu n J'' T'' | G(E_\lambda + \varepsilon_i + \varepsilon_\nu) | \nu m J' T' \rangle$$

$$\begin{aligned}
& \cdot \langle j\mu J''T'' | G(\varepsilon_i + \varepsilon_v) | i\nu J''T'' \rangle - \sum_{\mu\nu J'T'J''T''} [(1 + \delta_{m\mu})(1 + \delta_{j\nu})]^{1/2} \\
& \times [E_\lambda + \varepsilon_j + \varepsilon_v - \varepsilon_m - \varepsilon_\mu]^{-1} (2J' + 1) (2J'' + 1) (2T' + 1) (2T'' + 1) \\
& \cdot \left\{ \begin{matrix} J'' & J' & J \\ i_n & i_j & i_\nu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J'' & J' & J \\ i_m & i_i & i_\mu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} T'' & T' & T \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{matrix} \right\}^2 \times \langle \mu m J'T' | G(E_\lambda + \varepsilon_j + \varepsilon_v) | \nu n J'T' \rangle \\
& \cdot \langle i\mu J''T'' | G(\varepsilon_j + \varepsilon_v) | j\nu J''T'' \rangle \quad (4a)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_g^{(3)}(m_i, j_n[JT]; E_\lambda) = & - \sum_{\mu\nu J'T'J''T''} [(1 + \delta_{n\mu})(1 + \delta_{i\nu})]^{1/2} [\varepsilon_i + \varepsilon_v - \varepsilon_n - \varepsilon_\mu]^{-1} \\
& \times (2J' + 1) (2J'' + 1) (2T' + 1) (2T'' + 1) (-1)^{J'+T'+i_\mu+i_j} \\
& \cdot \left\{ \begin{matrix} J'' & J' & J \\ i_m & i_i & i_\nu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J'' & J' & J \\ i_j & i_n & i_\mu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} T'' & T' & T \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{matrix} \right\}^2 \langle i\mu J'T' | G(E_\lambda + \varepsilon_j + \varepsilon_v) | \nu m J'T' \rangle \\
& \times \langle n\mu J''T'' | G(\varepsilon_i + \varepsilon_v) | i\nu J''T'' \rangle - (-1)^{i_m+i_n+i_i+i_j} \sum_{\mu\nu J'T'J''T''} \\
& \times [(1 + \delta_{m\mu})(1 + \delta_{j\nu})]^{1/2} [\varepsilon_j + \varepsilon_v - \varepsilon_m - \varepsilon_\mu]^{-1} (2J' + 1) (2J'' + 1) \\
& \cdot (2T' + 1) (2T'' + 1) (-1)^{J'+T'+i_\mu+i_i} \left\{ \begin{matrix} J'' & J' & J \\ i_n & i_j & i_\nu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J'' & J' & J \\ i_i & i_m & i_\mu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} T'' & T' & T \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{matrix} \right\}^2 \\
& \times \langle i\mu J'T' | G(-E_\lambda + \varepsilon_j + \varepsilon_v) | \nu n J'T' \rangle \langle m\mu J''T'' | G(\varepsilon_j + \varepsilon_v) | j\nu J''T'' \rangle \quad (4b)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_g^{(4)}(i_m, n_j[JT]; E_\lambda) = & - (-1)^{i_m+i_n+i_i+i_j} \sum_{\mu\nu J'T'J''T''} [(1 + \delta_{n\mu})(1 + \delta_{i\nu})]^{1/2} \\
& \cdot [\varepsilon_i + \varepsilon_v - \varepsilon_n - \varepsilon_\mu]^{-1} \times (2J' + 1) (2J'' + 1) (2T' + 1) (2T'' + 1) \\
& \cdot (-1)^{J'+T'+i_\mu+i_j} \left\{ \begin{matrix} J'' & J' & J \\ i_m & i_i & i_\nu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J'' & J' & J \\ i_j & i_n & i_\mu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} T'' & T' & T \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{matrix} \right\}^2 \\
& \cdot \langle \nu m J'T' | G(-E_\lambda + \varepsilon_j + \varepsilon_v) | i\mu J'T' \rangle \langle n\mu J''T'' | G(\varepsilon_i + \varepsilon_v) | i\nu J''T'' \rangle \\
& - (-1)^{i_m+i_n+i_i+i_j} \sum_{\mu\nu J'T'J''T''} [(1 + \delta_{m\mu})(1 + \delta_{j\nu})]^{1/2} [\varepsilon_j + \varepsilon_v - \varepsilon_m - \varepsilon_\mu]^{-1} \\
& \cdot (2J' + 1) (2J'' + 1) (2T' + 1) (2T'' + 1) (-1)^{J'+T'+i_\mu+i_i} \\
& \cdot \left\{ \begin{matrix} J'' & J' & J \\ i_n & i_j & i_\nu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J'' & J' & J \\ i_i & i_m & i_\mu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} T'' & T' & T \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{matrix} \right\}^2 \times \langle \nu n J'T' | G(-E_\lambda + \varepsilon_j + \varepsilon_v) | i\mu J'T' \rangle \\
& \cdot \langle m\mu J''T'' | G(\varepsilon_j + \varepsilon_v) | j\nu J''T'' \rangle \quad (4c)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_g^{(5)}(i_m, j_n[JT]; E_\lambda) = & - (-1)^{i_m+i_n+i_i+i_j} \sum_{\mu\nu J'T'J''T''} [(1 + \delta_{n\mu})(1 + \delta_{i\nu})]^{1/2} \\
& \cdot [-E_\lambda + \varepsilon_j + \varepsilon_v - \varepsilon_n - \varepsilon_\mu]^{-1} \times (2J' + 1) (2J'' + 1) (2T' + 1) (2T'' + 1)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \cdot \left\{ \begin{matrix} J'' & J' & J \\ i_m & i_i & i_\nu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J'' & J' & J \\ j_n & j_j & j_\mu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} T'' & T' & T \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{matrix} \right\}^2 \langle \mu n J' T' | G(-E_\lambda + \varepsilon_i + \varepsilon_\nu) | \nu m J' T' \rangle \\
& \cdot \langle j \mu J'' T'' | G(\varepsilon_i + \varepsilon_\nu) | i \nu J'' T'' \rangle - \sum_{\mu \nu J' T' J'' T''} [(1 + \delta_{m\mu})(1 + \delta_{i\nu})]^{1/2} \\
& \cdot [-E_\lambda + \varepsilon_i + \varepsilon_\nu - \varepsilon_m - \varepsilon_\mu]^{-1} \times (2J' + 1)(2J'' + 1)(2T' + 1)(2T'' + 1) \\
& \cdot \left\{ \begin{matrix} J'' & J' & J \\ i_n & i_j & i_\nu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J'' & J' & J \\ j_m & j_i & j_\mu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} T'' & T' & T \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{matrix} \right\}^2 \langle \mu m J' T' | G(-E_\lambda + \varepsilon_j + \varepsilon_\nu) | \nu n J' T' \rangle \\
& \cdot \langle i \mu J'' T'' | G(\varepsilon_j + \varepsilon_\nu) | j \nu J'' T'' \rangle \quad (4d)
\end{aligned}$$

上式求和中的 μ 限取粒子态, ν 限取空穴态. 由 $F_g^{(1)}$ 的不可约顶角产生的最低级 Feynman 图如图 1 所示, 它的 RPA 典型图如图 2 所示. (4) 式中有些 G 矩阵元的能量参数与待求本征值 E_λ 有关, 就是与 E_λ 无关的那些 G 矩阵元, 其能量参数也不取在能壳上的值 $\bar{\omega}$, 因此, G 矩阵的偏离能壳性对自屏蔽效应的影响同样是需要认真考虑的.

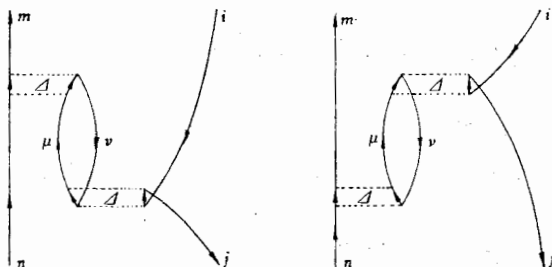


图 1. 由自屏蔽的不可约顶角产生的最低级 Feynman 图

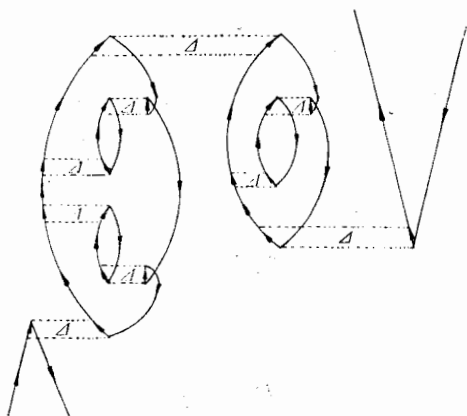


图 2. 包括屏蔽一个气泡的 RPA 典型图

三、计算结果和讨论

本文只考虑 ^{16}O 的跃过两个大壳以内的 $1p-1h$ 正宇称态能谱, 由于空穴态是 $0s$ 和 $0p$

壳, 粒子态就只能 是 $0d-1s$ 和 $0f-1p$ 壳了. 熟知, 满壳核的 $1p-1h$ 激发谱与低位置单粒态能量值的选取关系甚大, 以往在求解 ^{16}O 和 ^{40}Ca 的 $1p-1h$ 激发 TDA 和 RPA 本征方程时^[4,5], 总是将低位置的单粒态能量取为实验值. 和[5]一样, 我们也将前十条单粒能级的能量取为实验值 (以 $0d_{5/2}$ 态为能量零点), 其余能级均取为谐振子能级, 取谐振频率 $\hbar\Omega = 14 \text{ MeV}$, 谐振子的能量零点按 $0d-1s$ 实验值的壳平均对齐, 其具体取法列在表 1 中.

当前十条单粒能级取成实验值后, G 矩阵的计算本来应在与此相应的表象里进行, 但以往都是在谐振子表象中计算 G 矩阵, 这两者是不自洽的. 在讨论 G 矩阵的偏离能壳性的影响时, 有必要认真处理这个问题. 以往重整化的 Brueckner-Hartree-Fock 计算表明, 谐振子波函数是轻核空穴态和低位置粒子态自洽波函数的良好近似, 因此前十条单粒能级的径向波函数仍可取成为谐振子波函数, 也就是说, 可选带能移的等效谐振子表象作为我们的单粒表象, 其哈密顿量可具体地写为

$$h^{\text{eff}} = t + u^{\text{eff}} = t + \frac{m}{2} \Omega^2 r^2 + C + \sum_a C_a |\phi_a\rangle \langle \phi_a| \quad (5)$$

其中

$$h_0 |\phi_a\rangle = \left(t + \frac{m}{2} \Omega^2 r^2 + C \right) |\phi_a\rangle = \varepsilon_a |\phi_a\rangle \quad (6)$$

由表 1 所列的前十条单粒能级的实验值, 不难定出相应于这十条能级的能移常数值 C_a , 我们也把它列在表 1 中了, 其余高能级的能移常数全为零, 同时不难定出 $C = -47.02 \text{ MeV}$.

本文的结果都是用在上述带能移的等效谐振子表象下算得的 G 矩阵计算的, 它实现了与求解 TDA 和 RPA 本征方程(1)时所用表象的自洽, 这样做较为合理, 其结果应该是更为可靠的.

本文的核力选用 Hamada-Johnston 势^[10]. 计算 G 矩阵时模型空间的选择如图 3 所示, 这样选择模型空间的好处是可以保证所用到的 G 矩阵元全部处于随能量徐缓变化的区域, 从而加快计算收敛的速度. 当然, 这样选择模型空间没有顾及 $0d-1s$ 和 $0f-1p$ 作

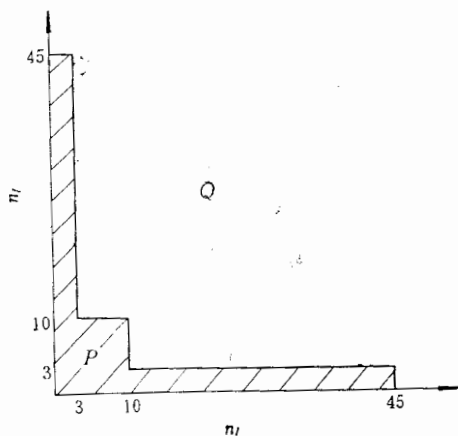


图 3. 计算 G 矩阵所选的模型空间

$\frac{0k-4s}{37-45}$	为中间态对梯形图的贡献, 不过如
$\frac{0j-3p}{29-36}$	欲考察由此近似所带来的影响, 其
$\frac{0i-3s}{22-28}$	计算并不复杂. 我们曾在谐振子表
$\frac{0h-2p}{16-21}$	象下计算过 ^{16}O 的 $1p-1h$ 激发 TDA
$\frac{0g-2s}{11-15}$	与 RPA 谱(不顾及 G 矩阵的偏离能
$\frac{0f-1p}{7-10}$	壳性和自屏蔽效应), 发现由这两种
$\frac{0d-1s}{4-6}$	模型空间选择的 G 矩阵算出的能谱
$\frac{0p}{2-3}$	差别不大.
$\frac{0s}{1}$	

当顾及自屏蔽效应时, 由于 $F_g^{(1)}$ 在能量分母中含有待求本征值 E_1 , 它有许多奇点, 为此在实际计算时, 和 [5] 一样, 我们将 $F_g^{(1)}$ 的能量分

母中的单粒能量用该单粒态的壳平均值来代替,这样 $F_g^{(1)}$ 的能量分母就只剩下 33.22MeV 一个奇点了,式(1)的本征值 E_λ 不会与这个奇点相重.当然,由于存在这个奇点,加自屏蔽时求得的这个奇点附近的根,其精度自然要差一些.

为了便于比较,本文对不顾及 G 矩阵的偏离能壳性的情况也进行了计算,这时是按通常的习惯做法,将式(3)和(4)中全部 G 矩阵元的 ω 值取成在能壳上的值 $\bar{\omega}$,代入式(1)直接求出它的全部本征值.我们还做了这样的计算,即式(3)和(4)中凡与待求的 E_λ 无关的那些 G 矩阵元,其能量参数均严格按其表达式取值,但那些与 E_λ 相关的 G 矩阵元其 ω 均取在能壳上的值,我们把这种计算称为部分顾及 G 矩阵的偏离能壳性的计算.当严格顾及 G 矩阵的偏离能壳性或自屏蔽效应时,由于 F_g 与待求的 E_λ 有关,需自洽求解,我们是采用选择不同的 $E_\lambda^{(0)}$ 作为初值,分别算出相应的久期方程的行列式值,然后通过插值定出使行列式为零的那些 E_λ ,这些值就是我们所要求的本征值.

本文的主要数值计算结果汇总列在表 2. 可以清楚地看到,当不顾及 G 矩阵的偏离能壳性和自屏蔽效应时, $T=0$ 的 0^+ 和 2^+ 态的反向项作用非常强, RPA “声子崩溃”效应十分明显,第一个 0^+ 态的 RPA 谱比 TDA 谱低了 9.9MeV, 第一个 2^+ 态的 RPA 谱比 TDA 谱低了 1.5 MeV. 当顾及了 G 矩阵的偏离能壳性(不加自屏蔽时)之后, $T=0$ 的能谱普遍升高了, 0^+ 和 2^+ 态尤为明显,第一个 0^+ 态的 TDA 谱由原来的 17.0 MeV 提高到 20.9 MeV, RPA 谱由原来的 7.1MeV 升高到 18.5 MeV, 变化达 11.4 MeV, 反向项的作用被显著削弱了,使 RPA 与 TDA 谱之差由原来的 9.9MeV 减少到 2.4MeV; 第一个 2^+ 态的 RPA 与 TDA 谱之差也由原来的 1.5MeV 减少到 0.6MeV, 完全证实了[9]的预言,即顾及 G 矩阵的偏离能壳性的确可以提供阻碍 RPA “声子崩溃”的因素. 从表 2 还可以看到,自屏蔽效应也是很重要的,它总是起着削弱反向项的作用,在顾及了 G 矩阵的偏离能壳性之后,自屏蔽效应使 $T=0$ 的第一个 0^+ 态的 TDA 谱由 20.9MeV 进一步提高到 25.7MeV, RPA 谱由 18.5 MeV 提高到 25.4MeV, RPA 与 TDA 谱之差减少到 0.3MeV, 同样它使第一个 2^+ 态的 RPA 与 TDA 谱之差接近于消除. 就是说,在顾及了 G 矩阵的偏离能壳性和自屏蔽效应之后,反向项基本不起作用了, RPA 谱几乎都靠近 TDA 谱,这就是本文得到的一个主要结果.

比较表 2 中部分顾及 G 矩阵的偏离能壳性的数据可以看出, G 矩阵的偏离能壳性不仅通过那些与待求本征值 E_λ 有关的 G 矩阵元起作用,就是那些与 E_λ 无关的 G 矩阵元,其偏离能壳性的影响也是不容忽视的.

由于核力的性质, $T=1$ 的相互作用普遍比较弱,其 G 矩阵元随 ω 的变化也较 $T=0$ 的小得多,因而无论是反向项、自屏蔽效应和 G 矩阵的偏离能壳性,对 $T=1$ 的能谱都几乎没有什么影响,因此其计算结果在表 2 中没有列出.

表 1 前十条单粒能级的实验值 ϵ_a [5] 和能移参数 C.

单位: MeV, $\hbar\Omega=14\text{MeV}$, $C=-47.02\text{MeV}$

$\alpha \equiv (nlj)$	$0s_{1/2}$	$0p_{3/2}$	$0p_{1/2}$	$0d_{5/2}$	$1s_{1/2}$	$0d_{3/2}$	$0f_{7/2}$	$1p_{3/2}$	$0f_{5/2}$	$1p_{1/2}$
ϵ_a	-45.85	-17.75	-11.51	0	0.87	5.08	19.00	24.00	26.00	27.00
C_a	-19.83	-5.73	0.51	-1.98	-1.11	3.10	3.02	8.02	10.02	11.02

[注] $0f-1p$ 壳的 ϵ_a 取自[5],准确地说,它们不是真正的实验值.

表2. ^{16}O 的 $1p-1h$ 激发 $T=0$ 的 TDA 与 RPA 谱(单位: MeV),
高于 42.7MeV 的谱在表中没有具体列出.

TDA, RPA $\varepsilon_p - \varepsilon_h$		不顾及 G 矩阵的 偏离能壳性				部分顾及 G 矩阵的 偏离能壳性				严格顾及 G 矩阵的 偏离能壳性			
		无自屏蔽		加自屏蔽		无自屏蔽		加自屏蔽		无自屏蔽		加自屏蔽	
		TDA	RPA	TDA	RPA	TDA	RPA	TDA	RPA	TDA	RPA	TDA	RPA
0+	38.51, 41.75	17.0	7.1	19.6	16.2	17.0	12.9	20.2	18.8	20.9	18.5	25.7	25.4
	46.72	38.9	38.6	42.1	41.8	38.9	38.7	42.1	42.0	39.0	38.9	42.7	42.6
1+	35.51, 38.51	34.4	34.2	35.2	35.2	34.4	34.2	35.2	35.2	34.8	34.5	36.8	36.8
	41.75, 43.75	37.0	36.9	36.6	36.6	37.0	37.0	36.7	36.7	37.2	37.0	41.8	41.6
	44.75, 46.72	40.7	40.6	41.9	41.8	40.7	40.5	41.8	41.6	40.6	40.4		
	50.93									42.7	42.6		
2+	35.51, 36.75	22.8	21.3	23.3	23.1	22.8	22.1	23.4	23.1	25.0	24.4	24.6	24.6
	37.51, 41.75	31.3	31.1	31.0	31.0	31.3	31.1	31.0	31.0	31.9	31.8	33.0*	31.8
	43.75, 44.75	39.3	39.2	39.5	39.5	39.3	39.2	39.7	39.7	39.5	39.4	41.4	41.3
	45.85, 50.93	41.5	41.4			41.5	41.5						
3+	30.51, 36.75	30.7	30.7	26.7	26.7	30.7	30.7	26.6	26.6	31.0	31.0	27.2	27.2
	37.51, 41.75	35.7	35.7	34.1	33.7	35.7	35.7	33.6	33.5	35.9	35.8	31.6	31.6
	43.75, 45.85	37.9	37.8	37.6	37.6	37.9	37.8	37.7	37.6	37.7	37.7	36.9	36.9
		42.0	42.0	40.3	40.2	42.0	42.0	40.5	40.4	42.2	42.1	41.4	41.3
4+	30.51, 36.75	27.8	27.6	27.9	27.8	27.8	27.7	27.9	27.9	28.4	28.3	28.4	28.3
	43.75	35.9	35.8	36.3	36.3	35.9	35.9	36.2	36.2	36.0	35.9	35.4	35.4
												42.4	42.4
5+	36.75	37.5	37.5	37.4	37.4	37.5	37.5	37.5	37.5	37.5	37.5	37.7	37.7

* 这个根因靠近奇点 33.2MeV, 求得不准.

鉴于 G 矩阵的偏离能壳性的重要作用, 进一步研究它对开壳核二体等效相互作用的影响, 显然是个有意义的课题. 一般地说, 高级图的能量相关性比较强, 认真顾及 G 矩阵的偏离能壳性尤为重要.

最后, 作者对王明达、姚玉洁、赵炳林、朱耀银、董庆德同志在程序方面提供的帮助以及和井孝功同志多次有益的讨论表示感谢.

参 考 文 献

- [1] G. F. Bertson, *Nucl. Phys.*, **74**(1965), 234.
- [2] T. T. S. Kuo et al., *Nucl. Phys.*, **A103**(1967), 71.
- [3] M. W. Kirson, *Ann. Phys.* **66**(1971), 624, 68(1971), 556.
- [4] T. T. S. Kuo et al., *Nucl. Phys.*, **A226**(1974), 204.
- [5] E. Osnes et al., *Nucl. Phys.*, **A168**(1971), 190.
- [6] 吴式枢, 中国科学, **5**(1974), 471.
- [7] H. Bando et al., *Nucl. Phys.*, **A273**(1976), 95, **A294**(1978), 191.
- [8] K. Ando et al., *Nucl. Phys.*, **A309**(1978), 59.
- [9] 吴式枢, 高能物理与核物理, **2**(1978), 10.
- [10] T. Hamada et al., *Nucl. Phys.*, **34**(1962), 382.

ENERGY DEPENDENCE OF G MATRIX AND RPA

YANG SHAN-DE LANG SI-XIN WANG KE-XIE WU SHI-SHU

(*Department of Physics, Jilin University, Changchun*)

ABSTRACT

The effect of energy dependence (ED) of the G matrix on RPA is investigated. Using the Hamada-Johnston potential, we calculate the 1p-1h TDA and RPA spectra of ^{16}O . The following four cases are considered: (1) every G matrix element is approximated by its on shell value, (2) ED of G is taken into account rigorously, (3) the effect of self-screening (SC) is considered, but the G matrix elements are assumed on the energy shell, (4) both SC and ED of G are taken into account. It is found that ED of G indeed causes a substantial damping effect on the backward-propagating bubbles of RPA as suggested by Wu. Further, ED of G and SC work in the same direction to diminish the difference between the energy spectra calculated by TDA and RPA.