

# 巨共振在中子-核散射中的作用

杨立铭 钟毓澍 周治宁

(北京大学)

## 摘 要

本文研究了在中子-核散射中存在的以 GR (巨共振) 为中间态的反应机制。在特殊情况下 (如  $^{87}\text{Sr}$ —中子满壳缺一中子的核), 入射中子能量  $E_n \sim 3 \text{ MeV}$  时, 由 GR 贡献的非弹截面可达  $10 \text{ mb}$ 。对于不同的靶核, 这种反应机制对非弹截面的贡献, 在适当入射中子能量  $\bar{E}$  时达到最大值, 其中  $\bar{E} = \hbar\omega_{gr} - S$ ,  $S$  为靶核加入射中子形成的核处于基态时的核子分离能,  $\hbar\omega_{gr}$  为相应的 GR 的能量。

## 一、引 言

近些年来, 各种多极巨共振已由  $(p, p')$ ,  $(d, d')$ ,  $(\alpha, \alpha')$ ,  $(e, e')$  等反应中观察到了。这些反应的入射粒子能量一般是几十个 MeV 到一百多 MeV。另外, 巨共振虚激发也为 Geramb 等人<sup>[1]</sup>所研究: 对于较轻的满壳核仅在入射粒子能量在  $\geq 20 \text{ MeV}$  时, 巨共振才有较为显著的作用。本文将指出, 某些特殊的靶核, 即满壳缺一个核子的核, 即使入射粒子能量很低 (约  $3 \text{ MeV}$ ), 四极巨共振 (GQR) 仍可以起显著的作用。

为了说明靶核结构对巨共振在散射中的作用随入射粒子能量的变化, 可就  $^{87}\text{Sr}(n, n')$   $^{87m}\text{Sr}$  与  $^{89}\text{Y}(n, n')$   $^{89m}\text{Y}$  两种反应进行比较。  $^{87}\text{Sr}_{49}$  是中子满壳缺一个中子的核, 而  $^{89}\text{Y}_{50}$  是中子满壳核。当能量为  $E_n$  的入射中子和靶核组成为复合系统  $^{88}\text{Sr}_{50}$  和  $^{90}\text{Y}_{51}$  时, 它们将具有激发能  $E_n + B_n$ 。其中  $B_n$  为中子分离能。对于  $^{87}\text{Sr}$  和  $^{89}\text{Y}$  的  $B_n$  分别为  $11.10 \text{ MeV}$  和  $6.87 \text{ MeV}$ <sup>[2]</sup>。这两个核的 GQR 能量<sup>[3]</sup>分别为  $14.16 \text{ MeV}$  和  $14.06 \text{ MeV}$ 。因此当中子入射能量  $E_n \approx 3 \text{ MeV}$  时,  $^{87}\text{Sr}$  将被激发到 GQR 的能量区域内, 而  $^{89}\text{Y}$  则不处于 GQR 能量区域内。由此可期望  $^{87}\text{Sr}(n, n')$   $^{87m}\text{Sr}$  中 GQR 将起明显的作用, 而对于  $^{89}\text{Y}(n, n')$   $^{89m}\text{Y}$ , 则 GQR 的作用很小。

本文就靶核为满壳缺一个核子的典型核  $^{87}\text{Sr}$ , 研究了巨共振在中子与核的非弹散射中的作用。由于  $E_n \lesssim 3 \text{ MeV}$   $^{87}\text{Sr}(n, n')$   $^{87m}\text{Sr}$  的实验值<sup>[4]</sup> (见表 1.a) 是用活化法测量的, 因此这些实验值 (约  $300 \text{ mb}$ ) 并不是到同质异能态一个态上的非弹散射截面, 而是到同质异能态以上的可能达到的所有激发态, 且衰变时经过同质异能态的非弹截面之和, 所以目前还没有可以与本文理论直接相比的实验值。根据复合核的统计理论计算, 复合核机制在相应的能区内的贡献约为  $20-50 \text{ mb}$  (见表 1.b)。而根据本文的计算, 以上提到的 GQR

机制的贡献约为 10mb 左右。

下面,首先以唯象方式表述巨共振,计算了起主要作用的 GQR 对非弹截面的贡献;其次用一组 RPA 振动模式表达巨共振,计算了同样的截面;最后对此两种途径的计算结果作了比较并进行了讨论。

表 1a

$E_n(\text{MeV})$	$\sigma_{n,n'}(\text{实验})(\text{mb})$
2.20	288
2.31	288
2.57	333
2.71	345
2.98	338
3.11	265
3.34	251
3.48	232

表 1b

$E_n(\text{MeV})$	$\sigma_{n,n'}(\text{CN})(\text{mb})$
1.00	32.24
1.40	42.84
1.80	49.57
2.20	50.52
2.71	37.71
3.48	18.33
4.00	10.84

## 二、唯象分析及计算

这里巨共振被看作是具有确定共振能量和一定宽度的单一的声子。由入射中子和靶核组成的体系近似地由如下的哈密顿量来描述

$$H = H_c + H_p + V + U^c. \quad (1)$$

其中  $H_c$  是核心的哈密顿量,它有各种集体态的激发,在这儿我们仅仅考虑了它的声子谱;  $H_p$  是单粒子哈密顿量,这里的单粒子是指价粒子(或空穴)和在核场中运动的入射粒子;  $V$  是粒子(或空穴)间两体剩余相互作用;  $U^c$  是粒子与声子之间的相互作用。  $H_c$  的形式为

$$H_c = \sum_{\lambda\mu\tau} \hbar\omega_{\lambda\tau} \left( C_{\lambda\mu\tau}^+ C_{\lambda\mu\tau} + \frac{1}{2} \right). \quad (2)$$

其中  $\lambda$  是巨共振的多极性,  $\tau$  是同位旋量子数。而  $H_p + V$  是价核子(少数活跃核子或空穴)及其相互作用能

$$H_p + V = \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} a_{\alpha}^+ a_{\alpha} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\beta | V | \gamma\delta \rangle a_{\alpha}^+ a_{\beta}^+ a_{\delta} a_{\gamma}, \quad (3)$$

$a_{\alpha}^+$  ( $a_{\alpha}$ ) 是核子产生(湮灭)算符,  $\alpha$  为单核子态的指标。对于声子和核子的相互作用,有

$$U^c = \sum_{\lambda\mu\tau} k_{\lambda\tau}(r_s) \alpha_{\lambda\mu\tau} (i^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(Q_s))^* \cdot 2t_{\tau 0}(s), \quad (4)$$

而  $\alpha_{\lambda\mu\tau}$  为

$$\alpha_{\lambda\mu\tau} = (\alpha_0)_{\lambda\tau} (C_{\lambda\mu\tau 0}^+ + C_{\lambda\mu\tau 0}). \quad (5)$$

其中

$$(\alpha_0)_{\lambda\tau} = \left( \frac{\hbar\omega_{\lambda\tau}}{2C_{\lambda\tau}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

(6) 式中的  $C_{\lambda\tau}$  是核的恢复力系数。(4) 式中的径向因子  $k_{\lambda\tau}(r)$  有如下的形式,对于  $r = 0$  时,

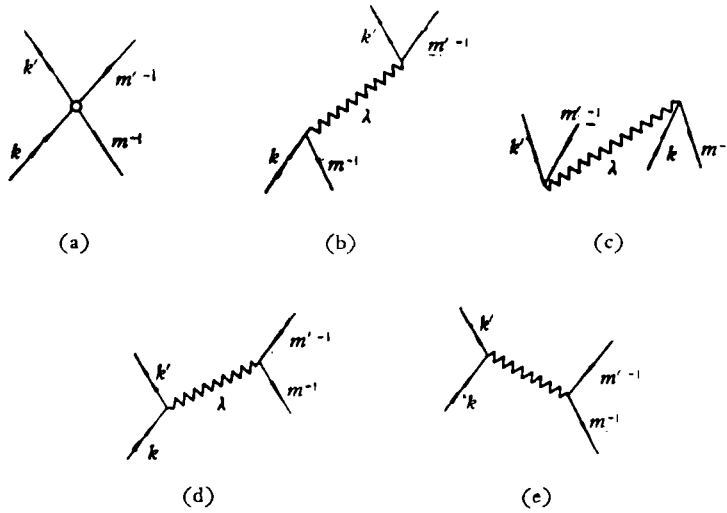


图 1

$$k_{10}(r) = -R_0 \frac{\partial}{\partial r} U(r - R_0), \tag{7}$$

其中  $U(r - R_0)$  为 Wood-Saxon 位势。而对于  $\tau = 1, \lambda = 1$  时

$$k_{11}(r) = \frac{\pi V_1}{A \langle r^2 \rangle} r \tag{8}$$

$V_1$  为对称势, 其值约 120~160 MeV,  $\langle r^2 \rangle$  为核密度径向分布矩, 其值为  $\frac{3}{5} R_0^2$ 。  $U^c$  可化为

$$U^c = \sum_{\substack{\lambda\mu\tau \\ \alpha\beta}} \langle \alpha | U_{\lambda\mu\tau}^c | \beta \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} (\alpha_0)_{\lambda\tau} (C_{\lambda\mu\tau 0}^{\dagger} + C_{\lambda\mu\tau 0}), \tag{9}$$

$$U_{\lambda\mu\tau}^c = 2k_{\lambda\tau}(r) (i^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(Q))^* t_{\tau 0}, \tag{10}$$

我们把  $V$  和  $U^c$  当作微扰处理。最低级的 Feynman 图有 5 个, 如图 1 所示, 其中 (a) 为直接相互作用的贡献。若只考虑  $E_n \lesssim 3$  MeV 时, 这图可忽略。(b)–(e) 是巨共振虚激发对散射的贡献图。这四个图相应的  $T$  矩阵为

$$T^{(b)} = \sum_{\lambda\mu\tau} (\alpha_0)_{\lambda\tau}^2 \langle m'^{-1}, k'^{(-)} | U_{\lambda\mu\tau}^c | 0 \rangle \frac{1}{\varepsilon_k + |\varepsilon_m| + \Delta - \hbar\omega_{\lambda\tau} + i\Gamma_{\lambda\tau}/2} \times \langle 0 | U_{\lambda\mu\tau}^c | m^{-1}, k^{(+)} \rangle \tag{11.1}$$

$$T^{(c)} = - \sum_{\lambda\mu\tau} (\alpha_0)_{\lambda\tau}^2 \langle 0 | U_{\lambda\mu\tau}^c | m^{-1}, k^{(+)} \rangle \frac{1}{\varepsilon_k + |\varepsilon_m| + \Delta + \hbar\omega_{\lambda\tau} - i\Gamma_{\lambda\tau}/2} \times \langle m'^{-1}, k'^{(-)} | U_{\lambda\mu\tau}^c | 0 \rangle \tag{11.2}$$

$$T^{(d)} = - \sum_{\lambda\mu\tau} (\alpha_0)_{\lambda\tau}^2 \langle k'^{(-)} | U_{\lambda\mu\tau}^c | k^{(+)} \rangle \frac{1}{\varepsilon_k - \varepsilon_{k'} + \Delta - \hbar\omega_{\lambda\tau} + i\Gamma_{\lambda\tau}/2} \times \langle m'^{-1} | U_{\lambda\mu\tau}^c | m^{-1} \rangle, \tag{11.3}$$

$$T^{(e)} = - \sum_{\lambda\mu\tau} (\alpha_0)_{\lambda\tau}^2 \langle m'^{-1} | U_{\lambda\mu\tau}^c | m^{-1} \rangle \frac{1}{\varepsilon_{k'} - \varepsilon_k - \Delta - \hbar\omega_{\lambda\tau} + i\Gamma_{\lambda\tau}/2} \times \langle k'^{(-)} | U_{\lambda\mu\tau}^c | k^{(+)} \rangle. \tag{11.4}$$

这里,能量分母中由于考虑到和其他道的耦合,加上了宽度及能量位移  $\Delta$ 。其中  $|k^{(+)}$  和  $|k^{(-)}$  分别是入射 (incoming) 和出射 (outgoing) 中子本征态。而对于  $^{87}\text{Sr}(n, n')^{87m}\text{Sr}$  反应来说,初态  $|m^{-1}\rangle = |1g_{9/2}^{-1}\rangle$ , 末态  $|m'^{-1}\rangle = |2p_{1/2}^{-1}\rangle$ 。这时图 1 中的 (d), (e) 由于角动量和宇称守恒,当  $\lambda = 1, 2, 3, 4$  时皆无贡献。若只考虑 (b), (c) 时,非弹积分截面为

$$\sigma_{mm'} = \frac{2j_{m'} + 1}{2} \frac{k'}{k} \frac{M^2}{\hbar^4} \frac{1}{16\pi} \sum_{l_k l_{k'}} \frac{1 + (-1)^{l_k + \lambda - l_m}}{2} \cdot \frac{1 + (-1)^{l_{m'} + \lambda - l_{k'}}}{2} (\alpha_0)_{l_k}^4$$

表 2 宏观计算的 GQR 对  $^{87}\text{Sr}(n, n')^{87m}\text{Sr}$  非弹截面的贡献

$E_n(\text{MeV})$	$C_{10}(\text{MeV})$	$\sigma_{mm'}^{\text{GQR}}(\text{mb})$		
		$\Gamma_{20} = 2(\text{MeV})$	$\Gamma_{20} = 3(\text{MeV})$	$\Gamma_{20} = 4(\text{MeV})$
2.20	400	0.501	0.239	0.139
	200	2.005	0.956	0.555
	80	12.533	5.977	3.466
2.31	400	0.579	0.267	0.153
	200	2.314	1.068	0.612
	80	14.463	6.676	3.825
2.57	400	0.730	0.326	0.184
	200	2.918	1.303	0.738
	80	18.240	8.147	4.611
2.71	400	0.772	0.349	0.198
	200	3.090	1.397	0.794
	80	19.309	8.729	4.963
2.98	400	0.762	0.371	0.217
	200	3.050	1.486	0.869
	80	19.062	9.285	5.430
3.11	400	0.724	0.371	0.222
	200	2.896	1.484	0.887
	80	18.190	9.280	5.541
3.34	400	0.630	0.356	0.220
	200	2.521	1.425	0.881
	80	15.756	8.909	5.508
3.48	400	0.568	0.341	0.219
	200	2.274	1.362	0.876
	80	14.211	8.514	5.476

$$\begin{aligned} & \cdot (2\lambda + 1)(2j_k + 1)(2j_{k'} + 1) \begin{pmatrix} j_k & \lambda & j_m \\ 1/2 & 0 & -1/2 \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} j_{k'} & \lambda & j_{m'} \\ 1/2 & 0 & -1/2 \end{pmatrix}^2 \\ & \cdot \left| \frac{1}{\varepsilon_k + |\varepsilon_m| + \Delta - \hbar\omega_{\lambda r} + i\Gamma_{\lambda r}/2} - \frac{1}{\varepsilon_k + |\varepsilon_m| + \Delta + \hbar\omega_{\lambda r} - i\Gamma_{\lambda r}/2} \right|^2 \\ & \cdot \left( R_m |k_{\lambda r}(r)| \frac{u_{l_k l_k}^{(+)}(r)}{kr} \right)^2 \left( \frac{u_{l_{k'} l_{k'}}^{(-)}(r)}{k'r} |k_{\lambda r}(r)| R_{m'} \right)^2. \end{aligned} \quad (12)$$

这里的径向波函数  $R_m(r)$  和  $R_{m'}(r)$  取谐振子波函数，而  $u_{l_k l_k}^{(+)}(r)$  和  $u_{l_{k'} l_{k'}}^{(-)}(r)$  是光学模型位势中的人射和出射本征态的径向部分。

在 (12) 式中，有三个待定参数  $(\alpha_0)_{\lambda r}$  (或  $C_{\lambda r}$ )、 $\Gamma_{\lambda r}$  及  $\Delta$ 。为了估计截面值我们选取了合理范围内的数值。 $\Delta$  的大小只是影响峰值的位置，我们只取了  $\Delta = 0.5$  MeV。其他两个参数  $C_{\lambda r}$  及  $\Gamma_{\lambda r}$  各取了几组数。在表 2 中，我们给出了到同质异能态  $\left(\frac{1}{2}-\right)$  的非弹散射截面的计算值。由于  $\lambda = 2, \tau = 0$  的声子的贡献最大，其他声子 (如  $\lambda = 1, \tau =$

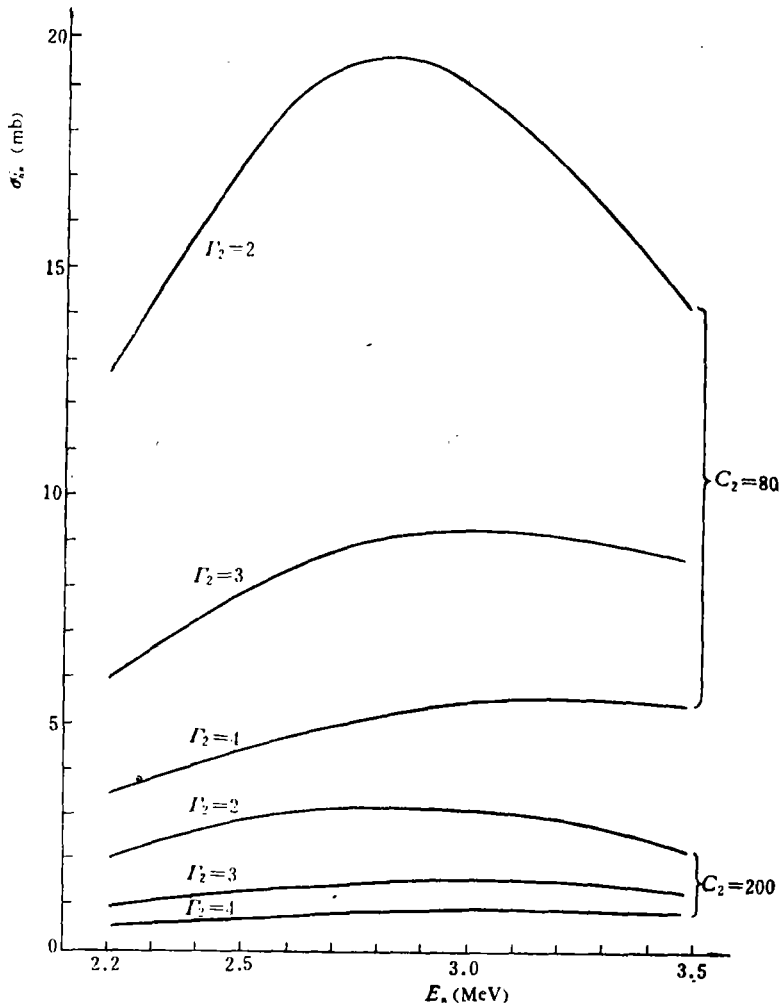


图 2

1;  $\lambda = 3, \tau = 0$  等)的贡献是很小的。我们取了  $C_{20}$  及  $\Gamma_{20}$  各三个值。根据文献[5],  $^{88}\text{Sr}$  低频的  $C_{20} = 200$ , 因此我们取了  $C_{20} = 400, 200, 80$  三个值。另外, 根据 GQR 的实验测量值<sup>[6]</sup>我们取了  $\Gamma_{20} = 2, 3, 4$  MeV 三个值。

从表1、表2中我们看到, 复合核机制仍是主要贡献, 在所计算能区中, 非弹截面约为 20—50mb; 而在同一能区中, GQR 的贡献则约为 1—10mb, 这一贡献对  $C_{20}$  的依赖性很强 (即  $\sigma \sim C_{20}^{-2}$ ), 对于  $\Gamma_{20}$  的依赖性也是很强的 (见图 2)。

### 三、微观计算

这儿我们把巨共振看作是在一个共振能区内集体 RPA 声子的集合, 粒子和声子的耦合有如下的形式

$$U^c = - \sum_{\lambda\mu\tau} \chi_{\lambda\tau} \alpha_{\lambda\mu\tau\mu_r=0}(n) F_{\lambda\mu\tau\mu_r=0}^+ \quad (13)$$

其中

$$\alpha_{\lambda\mu\tau\mu_r=0}(n) = \alpha_{0\lambda\tau} (C_{\lambda\mu\tau}^+(n) + C_{\lambda\mu\tau}^-(n)),$$

$$F_{\lambda\mu\tau\mu_r=0}^+ = \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | 2f_{\tau 0} f_{\lambda}(r) Y_{\lambda\mu}^*(Q) | \beta \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}.$$

$n$  是用来标志具有相同  $\tau$  和  $\lambda\mu$  的不同声子态的,  $\alpha, \beta$  是单核子态指标。径向形状因子  $f_{\lambda}(r)$  取为<sup>[5]</sup>

$$f_{\lambda}(r) = (r/B)^{\lambda},$$

也就是取多极展开的形式。这里  $B$  是一个常数, 具有长度量纲。  $B$  可以任意选取而不影响计算截面的最后结果。取  $B$  具有长度量纲, 目的是为了使得  $f_{\lambda}(r)$  为无量纲的数。在计算中我们取  $B = 1\text{fm}$ 。

在计算 RPA 振动模式中, 为简便计, 我们选取  $V$  为可分离力。这样声子频率方程为

$$\frac{1}{\chi_{\lambda\tau}} = \sum_{km} M^2(km\lambda\mu_r) \left[ \frac{1}{\epsilon_{km} - \hbar\omega_{\lambda\tau}(n)} + \frac{1}{\epsilon_{km} + \hbar\omega_{\lambda\tau}(n)} \right]. \quad (14)$$

其中  $k$  是粒子态,  $m$  是空穴态, 跃迁能量  $\epsilon_{km} = \epsilon_k + |\epsilon_m|$ 。对质子(中子)粒子空穴对  $\mu_r = 1$  ( $\mu_r = -1$ )。  $M(km\lambda\mu_r)$  为约化矩阵元

$$M(j_1 j_2 \lambda \mu_r) = \frac{\mu_r}{\sqrt{2\lambda + 1}} \langle j_1 || i^{\lambda} f_{\lambda}(r) Y_{\lambda}(Q) || j_2 \rangle.$$

这里的单粒子能谱和波函数是按文献[7]的方法用有自旋轨道耦合项的 Woods-Saxon 位势得出的, 对于连续谱, 我们在  $r = 25\text{fm}$  处一高墙把它加以离散化。

在分离力的情况下, 求出  $1p1h$  的 RPA 声子后, 即可导出核子声子的耦合能<sup>[8]</sup>, 由此可得出如下关系

$$\Lambda_{n\tau}(\lambda) = \chi_{\lambda}(\alpha_0)_{\lambda\tau} \quad (15.1)$$

其中

$$\Lambda_{n\tau}(\lambda) = \left\{ \sum_{km} M^2(km\lambda\mu_r) \left[ \frac{1}{(\epsilon_{km} - \hbar\omega_{\lambda\tau}(n))^2} - \frac{1}{(\epsilon_{km} + \hbar\omega_{\lambda\tau}(n))^2} \right] \right\}^{-\frac{1}{2}}. \quad (15.2)$$

如仍考虑图 1 中的 (b), (c) 两个 Feymann 图, 其中中间态声子是 RPA 声子时, 可得出类

似于 (12) 式的非弹截面为

$$\begin{aligned} \sigma_{mm'} = & \frac{2j_{m'} + 1}{2} \frac{k'}{k} \frac{M^2}{\hbar^4} \frac{1}{16\pi} \sum_n \sum_{\substack{\lambda l k j_k \\ l' k' j_{k'}}} \frac{1 + (-1)^{l_k + \lambda - l_m}}{2} \cdot \frac{1 + (-1)^{l_{m'} + \lambda - l_{k'}}}{2} \\ & \cdot \Lambda_{nr}^4(\lambda)(2\lambda + 1)(2j_k + 1)(2j_{k'} + 1) \begin{pmatrix} j_k & \lambda & j_m \\ 1/2 & 0 & -1/2 \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} j_{k'} & \lambda & j_{m'} \\ 1/2 & 0 & -1/2 \end{pmatrix}^2 \\ & \cdot \left| \frac{1}{\varepsilon_{km} - \hbar\omega_{\lambda r}(n) + i\Gamma_{\lambda r}^{(n)}/2} - \frac{1}{\varepsilon_{km} + \hbar\omega_{\lambda r}(n) - i\Gamma_{\lambda r}^{(n)}/2} \right|^2 \\ & \cdot \left( R_m |f_\lambda(r)| \frac{u_{k'k}^{(+)}}{k'r} \right)^2 \left( \frac{u_{lkj_k}^{(-)}}{k'r} |f_\lambda(r)| R_{m'} \right)^2. \end{aligned} \quad (16)$$

这里  $\Gamma_{\lambda r}(n)$  即是声子的宽度, 类似文献 [9] 都取 0.5 MeV. 对各种声子的求和  $n$ , 我们只取了占总求和规则 (Sum rule) 的 0.5% 以上的声子.

在计算中, 我们只取了有主要贡献的  $\lambda = 2, \tau = 0$  的 RPA 声子. 为了求得声子谱, 必须确定  $\chi_{\lambda r}$  的值. 根据文献 [5],  $^{88}\text{Sr}$  的粒子声子耦合常数为  $\chi_{20} = \frac{4\pi}{5} \frac{M\omega_0^2}{A(r^2)} = 3.37 \times 10^{-3}$  (MeV), 而根据文献 [10]

$$\chi_{20} \simeq 240 \left( \frac{M\omega_0}{\hbar} \right)^2 A^{-5/3} = 6.82 \times 10^{-3} \text{ (MeV)}.$$

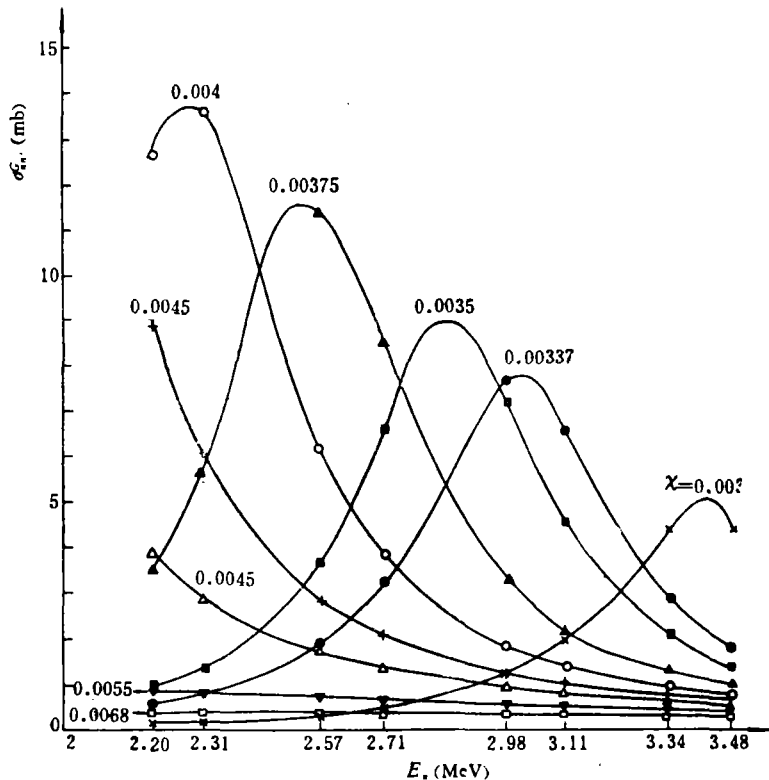


图 3

表3 用RPA计算的GQR对 $^{87}\text{Sr}(n, n')^{87}\text{Sr}^m$ 非弹截面的贡献

$\sigma_{mm'}^G$ (mb)	即 $\chi_{20}$ (MeV)								
	0.003	0.00337	0.0035	0.00375	0.004	0.00425	0.0045	0.0055	0.0068
$E_n$ (MeV)									
2.20	0.16	0.58	0.98	3.51	12.63	8.89	3.85	0.90	0.42
2.31	0.19	0.79	1.38	5.59	13.52	6.03	2.837	0.83	0.40
2.57	0.34	1.86	3.71	11.35	6.11	2.81	1.72	0.70	0.38
2.71	0.48	3.24	6.54	8.43	3.79	2.03	1.37	0.65	0.36
2.98	1.25	7.71	7.18	3.21	1.83	1.23	0.94	0.55	0.34
3.11	1.91	6.52	4.52	2.17	1.38	1.00	0.81	0.52	0.33
3.34	4.37	2.85	2.03	1.24	0.92	0.73	0.63	0.46	0.31
3.48	4.36	1.78	1.36	0.93	0.74	0.62	0.55	0.43	0.30

我们取  $\chi_{20}$  在 0.00337 和 0.00682 MeV 之间的一些值进行了计算, 结果见表 3 和图 3. 可以看到  $\sigma_{mm'}$  的量级亦是 1—10mb. 这与唯象计算值大体上是一致的. 截面值随  $\chi_{20}$  值的依赖也是较强的.

#### 四、讨 论

通过对  $^{87}\text{Sr}(n, n')^{87}\text{Sr}^m$  的分析, 我们进一步肯定了在中子-核散射中存在一种以巨共振态作为中间态的反应机制. 这种反应机制在入射中子能量满足下一条件时对截面的贡献最大. 以中子为例, 这个截面极大值约为 10mb, 所述条件为

$$\bar{E}_n + S_n = \hbar\omega_{\lambda r}$$

其中  $S_n$  为靶核与入射中子组成的核处于基态下的中子分离能,  $\bar{E}_n$  为上述截面是峰值时的人射中子能量,  $\hbar\omega_{\lambda r}$  为具有同位旋  $r$ , 多极性  $\lambda$  的巨共振能量. 由于  $S_n$  在满壳处有较大的突变, 这样相应于靶核是中子满壳和靶核是满壳缺一个中子的  $\bar{E}_n$  值有较大的差别. 表 4 给出在不同的中子满壳处由中间态 GQR ( $\tau = 0$ ) 引起的截面处于峰值时  $\bar{E}_n$  的值. 表中方括号中的数值为相应的  $\bar{E}_n$  值 (单位为 MeV). 从表 4 中可以看出在那些靶核上, 在什么能区内可以期望 GQR ( $\tau = 0$ ) 对散射截面有最大的影响.

本文对非弹截面的计算只是一个近似估计. 在工作过程中, 我们认为以下两个问题应该作进一步的探讨.

一个是关于声子宽度问题, RPA 声子应有多大的宽度; 把巨共振当作一个唯象声子时的宽度  $\Gamma_{\lambda r}$  应与 RPA 声子宽度有何关系; 它们与巨共振的实验宽度  $\Gamma_{\lambda r, \text{exp}}$  又有何关系.  $\Gamma_{\lambda r} \approx \Gamma_{\lambda r, \text{exp}}$  在多大程度上、在什么条件下是可行的.

另一个是关于原子核高频振动 (即巨共振) 与低频振动 (即表面振动) 的恢复力系数  $C_{\lambda r}$  和质量参数  $D_{\lambda r}$  之间的区别. 这涉及到核物质 (作为一种量子流体) 对于低频振动与高频振动这两种运动模式上质的区别. 从微观的计算中, 可分离力的 RPA 理论可以从

$$(15) \text{式直接计算出 } (\alpha_0)_{\lambda r}, \text{ 从而可以计算出 } C_{\lambda r} \text{ 或 } D_{\lambda r} \left( (\alpha_0)_{\lambda r} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_{\lambda r}}{2C_{\lambda r}}} = \sqrt{\frac{\hbar}{2D_{\lambda r}\omega_{\lambda r}}} \right).$$

对于高频与低频振动的  $(\alpha_0)_{\lambda r}$  值显然是不同的.



以上两个问题也涉及到用一个唯象声子来表述微观上许多个 RPA 声子的适用性, 以及它们所含参量之间的关系。这些问题正在研究中。

表 4

满壳中子数 $N$	20	28	50	82	126
$\hbar\omega_{10}(\text{MeV})$	18.4	16.7	14.2	12.1	10.6
$S_n(\text{满壳})(\text{MeV})$	8.4[10]	7.9[8.8]	6.4[7.8]	4.7[7.4]	3.9[6.7]
$S_n(\text{满壳缺-})(\text{MeV})$	15.6[2.8]	12.0[4.7]	11.1[3.1]	8.5[3.6]	7.4[3.2]

## 参 考 文 献

- [1] Von Geramb et al., *Nucl. Phys.*, **A199** (1973), 545; *Phys. Lett.*, **52B**(1974), 138; *Phys. Rev.*, **C12** (1975), 1697.
- [2] J. H. E. Mattauch, W. Thiele and A. H. Wapstra, *Nucl. Phys.*, **67**(1965), 1.
- [3] M. B. Lewis and F. E. Bertrand, *Nucl. Phys.*, **A196**(1972), 337.
- [4] T. K. Temperley, *Nuclear Science and Eng.*, **32**(1968), 195.
- [5] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 2, chap. 6.
- [6] A. Lepretre and M. Sugawara, *Nucl. Phys.*, **A175**(1971), 609; A. Likar, *Nucl. Phys.*, **A298** (1978), 217.
- [7] J. Bromqvist and S. Wahlborn, *Arkiv for Fysik*, **16/46**, (1959), 545, G. E. Brown and J. H. Gunn, P. Gould, *Nucl. Phys.*, **64**(1963), 598.
- [8] D. R. Bés and R. A. Broglia, *Phys. Rev.*, **C3**(1971), 2349.
- [9] K. F. Liu and G. E. Brown, *Nucl. Phys.*, **A265**(1976), 385.
- [10] D. R. Bés and R. A. Sorensen, *Advance in Nuclear Physics*, Vol. 2.

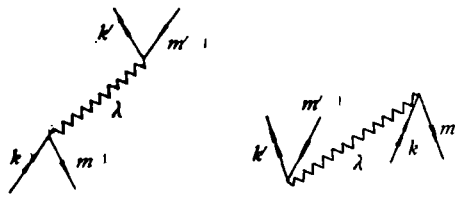
## THE ROLE PLAYED BY GR IN NEUTRON-NUCLEUS SCATTERING

YANG LI-MING    ZHONG YU-SHU    ZHOU ZHI-NING  
(Peking University)

### ABSTRACT

Virtual excitation of GR in neutron-nucleus scattering is studied for a particular type of nuclei. (Nuclei with a hole in a neutron close shell such as  $^{87}\text{Sr}$ .) It is found that for such type of nuclei the contribution to inelastic scattering is important even when the incident neutron energy is around 3 MeV in contrast to the case of close shell target nuclei as investigated by V. Geramb.

For an incident neutron energy  $E_n \sim 3\text{MeV}$ , besides the compound nucleus formation, the following two processes also contribute to the inelastic cross section:



The intermediate states involving the virtual excitation of the GR's are treated phenomenologically as well as microscopically. In the former case they are taken to be simple resonances with definite widths. For reasonable values of parameters  $C_{\lambda\tau}$  (or  $(\alpha_0)_{\lambda\tau}$ ),  $\Gamma_{\lambda\tau}$  and  $\Delta$ , the contribution to the inelastic cross section due to GR's is about 10 mb. In the latter case, the GR's are taken to be a collection of lph RPA phonons each with definite width. Here the coupling constant  $\chi$  between phonon and nucleons is taken to be 0.00337 MeV in accordance with the value given by A. Bohr<sup>[5]</sup>. Again the contribution to the inelastic cross section is about 10 mb. One can therefore expect that this reaction mechanism is present in a variety of reactions besides  $(n, n')$  with sizable cross section. The energy of the incident particle  $\bar{E}$  at which the effect of the GR's is expected to be strongest depends on the structure of the target nucleus. For  $(n, n')$ ,  $E \sim \hbar\omega_{\lambda\tau} - S_n$  where  $S_n$  is the neutron separation energy of the target plus one neutron nuclei in the ground state and  $\hbar\omega_{\lambda\tau}$  is energy of GR with isospin  $\tau$  and multipolarity  $\lambda$ .

It is needed further to investigate to what extent the phenomenological treatment of the intermediate states by representing the GR as a single resonance phonon will be valid and what best values for the width should be taken.

This has something to do with the nature of the GR's when treated as oscillations in the quantum fluid, the nuclear matter of finite extension.