

- 7) M.Kohno and K.Ando, Prog. Theo. Phys. 61 (1979) 1065 .
 8) R.Brockmann, Phys. Rev. C18 (1978) 1510 .
 9) S.Weinberg, "Gravitation and Cosmology", John Wiley & Sons, Inc.
 N.Y., 1972 .

IX Effect of Ground State Correlation on Gamow-Teller Strength Distribution in $^{48}\text{Ca}^*$

岩手大・人社 西 崎 滋

原子核の基底状態相関が Gamow-Teller (GT) 型遷移強度分布にどのような影響を及ぼすか、非相対論的枠組で検討した結果を報告する。本研究会の主題である相対論的アプローチと直接に関連した報告ではないが、非相対論的枠組による核構造研究の到達段階を踏まえておくことは、相対論的アプローチによる原子核研究の発展の一助となるであろう。

1. Second RPA (SRPA)

ここでは、共同研究者等¹⁾が GT 型遷移強度分布の解析に用いた Second RPA の概略を、後の拡張版との対比のために記しておく。出発点となる方程式は、

$$\langle 0 | [\delta Q_N, [H, Q_N^\dagger]] | 0 \rangle = \omega_N \langle 0 | [\delta Q_N, Q_N^\dagger] | 0 \rangle \quad (1)$$

であり、 $Q_N^\dagger(Q_N)$ とその任意の変分 $\delta Q_N^\dagger(\delta Q_N)$ が n 粒子- n 空孔 ($np-nh$) 励起 ($n=1, 2, \dots, A$) の全てを含んでいれば、Schrödinger 方程式と等価である。ただし、 H は全ハミルトニアン、 $|0\rangle$ は真の基底状態、 ω_N は励起状態 $|N\rangle = Q_N^\dagger |0\rangle$ の励起エネルギーである。

Second RPA では、 Q_N^\dagger を $2p-2h$ 励起までと近似し、次のような形にとる。

$$\begin{aligned} Q_N^\dagger \longrightarrow \tilde{Q}_N^\dagger = & \sum_{p,h} (X_{ph}^N a_p^\dagger a_h - Y_{ph}^N a_h^\dagger a_p) \\ & + \sum_{\substack{p > p' \\ h > h'}} (X_{pp'/hh'}^N a_p^\dagger a_{p'}^\dagger a_{h'} a_h - Y_{pp'/hh'}^N a_h^\dagger a_{h'}^\dagger a_{p'} a_p) \\ & + \sum_{\substack{pp' \\ hh'}} Z_{php'h'}^N a_p^\dagger a_{h'}^\dagger a_{p'} a_h \end{aligned} \quad (2)$$

*) この報告は、クラコウ原子核研究所・S. Drożdż, イリノイ大・J. Wambach, ユーリッヒ原子核研究所・J. Speth 諸氏との共同研究に基づくものです。

また、基底状態 $|0\rangle$ ($Q_N|0\rangle = 0$) も次のように近似する。

$$|0\rangle \longrightarrow |\tilde{0}\rangle : \tilde{Q}_N|\tilde{0}\rangle = 0 \quad (3)$$

ここで、任意の変分 δQ_N も 2p-2h 励起までを考慮するものとする、方程式 (1) より次の方程式系を得る。

$$\left. \begin{aligned} \langle \tilde{0} | [a_i^\dagger a_m, [H, \tilde{Q}_N^\dagger]] | \tilde{0} \rangle &= \omega_N \langle \tilde{0} | [a_i^\dagger a_m, \tilde{Q}_N^\dagger] | \tilde{0} \rangle \\ \langle \tilde{0} | [a_m^\dagger a_i, [H, \tilde{Q}_N^\dagger]] | \tilde{0} \rangle &= \omega_N \langle \tilde{0} | [a_m^\dagger a_i, \tilde{Q}_N^\dagger] | \tilde{0} \rangle \\ \langle \tilde{0} | [a_i^\dagger a_j^\dagger a_n a_m, [H, \tilde{Q}_N^\dagger]] | \tilde{0} \rangle &= \omega_N \langle \tilde{0} | [a_i^\dagger a_j^\dagger a_n a_m, \tilde{Q}_N^\dagger] | \tilde{0} \rangle \\ \langle \tilde{0} | [a_m^\dagger a_n^\dagger a_j a_i, [H, \tilde{Q}_N^\dagger]] | \tilde{0} \rangle &= \omega_N \langle \tilde{0} | [a_m^\dagger a_n^\dagger a_j a_i, \tilde{Q}_N^\dagger] | \tilde{0} \rangle \\ \langle \tilde{0} | [a_i^\dagger a_n^\dagger a_j a_m, [H, \tilde{Q}_N^\dagger]] | \tilde{0} \rangle &= \omega_N \langle \tilde{0} | [a_i^\dagger a_n^\dagger a_j a_m, \tilde{Q}_N^\dagger] | \tilde{0} \rangle \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

この式の i, j (m, n) は Hartree-Fock (HF) 基底状態における (非) 占有単一粒子準位を示す。

次に、相関の入った基底状態 $|\tilde{0}\rangle$ が HF 基底状態 $|HF\rangle$ とそれほど大きく異っていないと仮定し、前者による期待値を後者によるものに置き換えると、次式を得る。

$$\begin{pmatrix} A_{11} & B_{11} & A_{12} & B_{12} \\ -B_{11}^* & -A_{11}^* & -B_{12}^* & -A_{12}^* \\ A_{21} & B_{21} & A_{22} & B_{22} \\ -B_{21}^* & A_{21}^* & -B_{22}^* & -A_{22}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_1^N \\ Y_1^N \\ X_2^N \\ Y_2^N \end{pmatrix} = \omega_N \begin{pmatrix} X_1^N \\ Y_1^N \\ X_2^N \\ Y_2^N \end{pmatrix} \quad (5)$$

ここでは、次のような簡略化した記法を用いている。

$$X_1^N = X_{mi}^N, \quad Y_1^N = Y_{mi}^N, \quad X_2^N = X_{mnij}^N, \quad Y_2^N = Y_{mnij}^N$$

$$A_{11} = A_{mi, m'i'} = \langle HF | [a_i^\dagger a_m, [H, a_{m'}^\dagger a_{i'}]] | HF \rangle$$

$$B_{11} = B_{mi, m'i'} = -\langle HF | [a_i^\dagger a_m, [H, a_{i'}^\dagger a_{m'}]] | HF \rangle$$

$$A_{12} = A_{mi, m'n'i'j'} = \langle HF | [a_i^\dagger a_m, [H, a_{m'}^\dagger a_n^\dagger a_{j'} a_{i'}]] | HF \rangle$$

$$B_{12} = B_{mi, m'n'i'j'} = -\langle HF | [a_i^\dagger a_m, [H, a_{i'}^\dagger a_{j'} a_n^\dagger a_{m'}]] | HF \rangle$$

$$A_{22} = A_{mnij, m'n'i'j'}$$

$$= \langle \text{HF} | [a_i^\dagger a_j^\dagger a_n a_m, [H, a_m^\dagger a_n^\dagger a_j a_i]] | \text{HF} \rangle$$

$$B_{22} = B_{mni j, m'n' i' j'}$$

$$= - \langle \text{HF} | [a_i^\dagger a_j^\dagger a_n a_m, [H, a_i^\dagger a_j^\dagger a_n a_m]] | \text{HF} \rangle$$

ここまでの近似と仮定の範囲では、Z-項はX-, Y-項と結合しないので省略している。もちろん、 Q_N^\dagger を1p-1h励起に限れば、(5)式は通常のRPA方程式になる。

さて、ハミルトニアン

$$H = \sum_{\alpha\beta} T_{\alpha\beta} a_\alpha^\dagger a_\beta + \frac{1}{4} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} V_{\alpha\beta\gamma\delta} a_\alpha^\dagger a_\beta^\dagger a_\delta a_\gamma$$

を用いて、(5)式の行列要素を計算すると

$$A_{mi, m' i'} = (\epsilon_m - \epsilon_i) \delta_{mm'} \delta_{ii'} + V_{mi' im'}$$

$$B_{mi, m' i'} = V_{mm' ii'}$$

$$A_{mi, m' n' i' j'} = -\mathcal{A}(m', n') V_{i' j' in'} \delta_{mm'} + \mathcal{A}(i', j') V_{mj' m' n'} \delta_{ii'}$$

$$\begin{aligned} A_{mni j, m' n' i' j'} &= (\epsilon_m + \epsilon_n - \epsilon_i - \epsilon_j) \mathcal{A}(m', n') \mathcal{A}(i', j') \delta_{mm'} \delta_{nn'} \delta_{ii'} \delta_{jj'} \\ &\quad + \mathcal{A}(i', j') V_{mnm' n'} \delta_{ii'} \delta_{jj'} + \mathcal{A}(m', n') V_{i' j' ij} \delta_{mm'} \delta_{nn'} \\ &\quad - \mathcal{A}(m, n) \mathcal{A}(i, j) \mathcal{A}(m', n') \mathcal{A}(i', j') V_{nj' n' j} \delta_{mm'} \delta_{ii'} \end{aligned}$$

$$B_{mi, m' n' i' j'} = B_{mni j, m' n' i' j'} = 0$$

を得る。この計算には、HF条件：

$$T_{\alpha\beta} + \sum_j V_{j\alpha j\beta} = \epsilon_\alpha \delta_{\alpha\beta}$$

を用いている。また、 $V_{\alpha\beta\gamma\delta}$ は反対称化された2体相互作用の行列要素を、 $\mathcal{A}(\alpha, \beta)$ は α と β の反対称化を示している。

ある程度広い模型空間で(5)式を対角化するのはそれほど容易ではないが、グリーン関数を用いて遷移強度分布を直接計算するにはそれほどの困難を伴わない。また、巨大共鳴領域においては、固有状態の分布の詳細よりもむしろ遷移強度分布のおおまかな様相を知ることの方が重要であると考えられる。

まず、励起演算子 F の遷移行列要素は

$$\begin{aligned} \langle N | F | \tilde{0} \rangle &= \langle \tilde{0} | [Q_N, F] | \tilde{0} \rangle \\ &= \sum_{ph} (X_{ph}^{N*} F_{ph} + Y_{ph}^{N*} F_{hp}) + \sum_{\substack{p < p' \\ h < h'}} (X_{pp'hh'}^{N*} F_{pp'hh'} + Y_{pp'hh'}^{N*} F_{hh'pp'}) \quad (6) \end{aligned}$$

である。そこで、

$$\left. \begin{aligned} F_{ph} &= \langle \tilde{0} | [a_h^\dagger a_p, F] | \tilde{0} \rangle \\ F_{hp} &= -\langle \tilde{0} | [a_p^\dagger a_h, F] | \tilde{0} \rangle \end{aligned} \right\} F_1$$

$$\left. \begin{aligned} F_{pp'hh'} &= \langle \tilde{0} | [a_h^\dagger a_h^\dagger a_p' a_p, F] | \tilde{0} \rangle \\ F_{hh'pp'} &= -\langle \tilde{0} | [a_p^\dagger a_p^\dagger a_h' a_h, F] | \tilde{0} \rangle \end{aligned} \right\} F_2$$

としている。さらに、相互作用を含んだグリーン関数は、

$$G(\omega) = \begin{pmatrix} \omega + i\eta_1 - A_{11} & -B_{11} & -A_{12} & 0 \\ -B_{11}^* & -\omega + i\eta_1 - A_{11}^* & 0 & -A_{12}^* \\ -A_{21} & 0 & \omega + i\eta_2 - A_{22} & 0 \\ 0 & -A_{21}^* & 0 & -\omega + i\eta_2 - A_{22}^* \end{pmatrix}^{-1}$$

$$\equiv \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix}^{-1} \quad (7)$$

であり、これらを用いると励起演算子 F に対する応答関数は

$$S_F(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left\{ (F_1^\dagger, F_2^\dagger) G(\omega) \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \end{pmatrix} \right\} \quad (8)$$

として与えられる。励起演算子 F として一体演算子を考える時、 $|\tilde{0}\rangle \sim |HF\rangle$ と仮定する限り $F_2 = 0$ となるので、相互作用を含んだグリーン関数 $G(\omega)$ を 1p-1h 励起の空間に射影する。それを $\tilde{G}(\omega)$ と書くと、

$$\tilde{G}(\omega) = (A_{11} - A_{12} A_{22}^{-1} A_{21})^{-1} \quad (9)$$

$$\equiv \begin{pmatrix} \omega + i\eta_1 - A_{11} - A_{12} (\omega + i\eta_2 - A_{22})^{-1} A_{21} & -B_{11} \\ -B_{11}^* & -\omega + i\eta_1 - A_{11}^* - A_{12}^* (\omega + i\eta_2 - A_{22}^*)^{-1} A_{21}^* \end{pmatrix}^{-1}$$

である。結局、遷移強度分布は

$$S_F(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \{ F_1^\dagger \tilde{G}(\omega) F_1 \}$$

で与えられる。実際の計算では、 A_{22} における相互作用項は落とし、有限の η_2 を導入して 2p-2h 励起間での遷移強度の再分散を取り込むこととする。この取り扱いは、2p-2h 励起の準位密度が大きい所では妥当であると考えられるが、GT 遷移のように特徴的な 1p-1h 状態が低励起エネルギー領域に存在する場合

には不充分であろう。

2. extended SRPA (ESRPA)

SRPAの段階では $F_2 = 0$ であったが、基底状態相関を取り入れて $F_2 \neq 0$ となる場合を考えてみよう。 $S_F(\omega)$ を \mathcal{A}_{22}^{-1} の1次まで展開すると、

$$S_F(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left\{ F_1^\dagger(\omega) \tilde{G}(\omega) F_1(\omega) + \sum_{\substack{p < p' \\ h < h'}} \left[\frac{F_{pp'hh'}^* F_{pp'hh'}}{\omega + i\eta_2 - (\epsilon_p + \epsilon_{p'} - \epsilon_h - \epsilon_{h'})} - \frac{F_{hh'pp'}^* F_{hh'pp'}}{\omega - i\eta_2 + (\epsilon_p + \epsilon_{p'} - \epsilon_h - \epsilon_{h'})} \right] \right\} \quad (10)$$

を得る。この表式には、 $F_2 \neq 0$ の効果が次のように現れている。

(1) effective 1p-1h operator :

$$F_1(\omega) = F_1 - \mathcal{A}_{12} \mathcal{A}_{22}^{-1} F_2 \quad (11)$$

(2) 'pure' 2p-2h response :

$$F_2^\dagger \mathcal{A}_{22}^{-1} F_2 \quad (12)$$

さて、 F_2 を求めるためには相関の入った基底状態 $|\tilde{0}\rangle$ に関する知識が必要となるが、ここでは、一次の摂動で次のように近似する。

$$|\tilde{0}\rangle \approx |HF\rangle + \sum_{\substack{p < p' \\ h < h'}} C_{pp'hh'} a_p^\dagger a_{p'}^\dagger a_h a_{h'} |HF\rangle \quad (13)$$

$$C_{pp'hh'} = -V_{pp'hh'} / (\epsilon_p + \epsilon_{p'} - \epsilon_h - \epsilon_{h'})$$

したがって、 $F_1(\omega)$ は図1(a)のようなダイアグラムを、2p-2h responseは図1(b)のようなダイアグラムを取り入れることに対応する。

しかし、次章の結果で議論するように、以上のダイアグラムを取り入れるだけでは不十分で、図1(c)に示すような Pauli blocking に対応するものを考慮に入れる必要がある。

(3) reduction of one-body matrix element

$$\tilde{F}_{ph} = \langle \tilde{0} | [a_h^\dagger a_p, F] | \tilde{0} \rangle$$

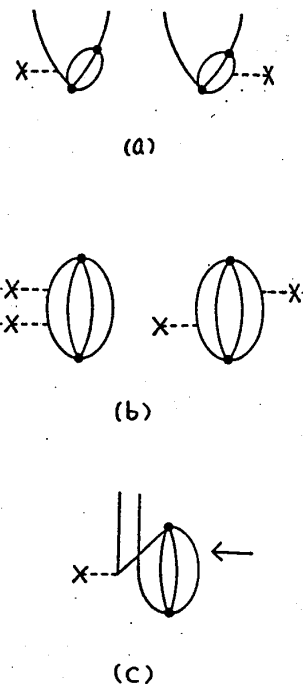


図1 ESRPAで取り入れられるダイアグラム。黒丸は、反対称化された2体相互作用の行列要素を示す。また、(c)の矢印は、そこでのエネルギー分母が on-shell のものであることを示す。

$$= F_{ph} - \frac{1}{2} \sum_{\substack{p'p'' \\ h'h''}} \{ F_{ph'} C_{p'p''h'h''}^* C_{p'p''h'h''} + F_{p'h} C_{p'p''h'h''}^* C_{p'p''h'h''} \} \quad (14.a)$$

$$\begin{aligned} \tilde{F}_{hp} &= -\langle \tilde{0} | [a_p^\dagger a_h, F] | \tilde{0} \rangle \\ &= F_{hp} - \frac{1}{2} \sum_{\substack{p'p'' \\ h'h''}} \{ F_{h'p} C_{p'p''h'h''}^* C_{p'p''h'h''} + F_{hp'} C_{pp''h'h''}^* C_{p'p''h'h''} \} \quad (14.b) \end{aligned}$$

ただし、図 1 (c) の矢印の位置におけるエネルギー分母は、励起エネルギー ω を含まない。所謂、on-shell のエネルギー分母となる。

3. Results

この計算では、単一粒子準位の波動関数として Woods-Saxon ポテンシャルの波動関数を用いた。また、単一粒子エネルギーについては、実験値 $\epsilon_\alpha^{\text{exp}}$ を有効質量 M^* でスケールしたものを HF 近似での単一粒子エネルギー $\epsilon_\alpha^{\text{HF}}$ として採用した。 $(\epsilon_\alpha^{\text{HF}} = (M/M^*) \epsilon_\alpha^{\text{exp}})$ ただし、1p-1h のグリーン関数の部分については $\epsilon_\alpha^{\text{exp}}$ そのものを使い、double counting を避けるために、self-energy ダイアグラムの実部の on-shell 部分を差し引くことにした。さらに、有効相互作用としては、Nakayama et al.^{2),3)} の仕事による。Bonn ポテンシャルより計算した G 行列を 3-range の Yukawa 型の関数でパラメトライズしたものを、そこでの密度依存性は一定の密度 ($k_F = 0.95 \text{ fm}^{-1}$, $\rho/\rho_{\text{NM}} = 0.35$) において使用した。

3-1. Ikeda sum rule⁴⁾

GT型遷移強度は、有名な Ikeda sum rule :

$$\begin{aligned} S_{\rho^-} - S_{\rho^+} &= \sum_f \sum_\mu \{ |\langle f | \sum_{i=1}^A \sigma_\mu(i) \tau_-(i)/2 | 0 \rangle|^2 \\ &\quad - |\langle f | \sum_{i=1}^A \sigma_\mu(i) \tau_+(i)/2 | 0 \rangle|^2 \} \\ &= 3(N - Z) \end{aligned} \quad (15)$$

を満たす。実験的には、この和則値の 60% 程度しか遷移強度が見い出されていない⁵⁾ 表 1 に、単一粒子準位数 $N_{\text{s.p.}} = 28$ (ほぼ、フェルミエネルギー準位 $\pm 2 \text{ keV}$ に対応) という模型空間で計算した遷移強度分布を励起エネルギー 200 MeV まで積分した結果を示す。前節の ESRPA の (1), (2), (3) を全て取り入れた結果 (Total) は約 5% の精度で Ikeda sum rule を満たしていることがわかる。これは、RPA や SRPA の結果と同程度の精度である。我々は、ESRPA の (1), (2), (3) の各々を取り入れた段階で Ikeda sum rule を満たすもの (それほど根拠があったわけではない) と予想していたが、表 1 の結果はこの予想に反するものである。次にその原因を探ってみよう。

3-2. 単一粒子準位の占有確率と総遷移強度

(13) 式を用いて、単一粒子準位の占有確率 :

$$n_\alpha = \langle \tilde{0} | a_\alpha^\dagger a_\alpha | \tilde{0} \rangle \quad (16)$$

表1. β^\pm 遷移強度。Ref. 3) の HM3A version を用い、 $M^*/M=0.75$, $N_{s.p.}=28$ とした。値は励起エネルギー 200 MeV まで積分したものである。

	β^-	β^+	差
WS basis	23.88	0.17	23.71
RPA	23.38	0.49	22.89
SRPA	23.09	0.25	22.84
ESRPA			
(2)	3.22	1.42	1.80
(1)	27.12	0.29	26.83
(3)	19.51	0.21	19.30
(1) + (3)	23.25	0.24	23.01
Total	26.47	1.66	24.81

を計算した結果を表2に示す。この結果の特徴は、HF基底状態において $1f_{7/2}$ 中性子準位が占有状態となっているために、同一の量子数で規定される粒子、空孔両状態について、中性子の方が陽子より占有確率が大きい点である。ここで、この占有確率を用いて、遷移強度の総和：

$$S = \sum_{i,f} |\langle f || \beta^\pm || i \rangle|^2 n_i (1 - n_f) \quad (17)$$

を粒子 (P)、空孔 (H) 間別に計算した結果を表3に示す。(17) 式の n_i (n_f) は始 (終) 状態の単一粒子準位の占有確率である。この結果より、GT型遷移 (β^-) における、空孔状態から粒子状態への (H → P) 遷移

強度の減少が和則を満足させるのに重要であることがわかる。そして、ダイアグラムの的に精確に一致するものというわけではないが、この H → P 遷移強度の減少は ESRPA の (3) により取り込まれるのである。また、H → H 遷移と P → P 遷移は ESRPA の (1), (2) に対応し、 β^- 遷移により大きな寄与をする原因は占有確率の非対称性にある。

3-3. 遷移強度分布

図2には $N_{s.p.}=42$ (ほぼ、フェルミエネルギー準位 $\pm 3\hbar\Omega$ に対応) の模型空間で計算した GT型遷移強度分布を示す。また、表4には、それを励起エネルギー 60 MeV (20 MeV) まで積分した値を、(15) 式の和則値の比で示す。ESRPA の (1) は SRPA の結果を 20% 程度増大させ、(3) は 15% 程度減少させる。両者を共に考慮に入れた結果は、多少増加させる程度で、SRPA の結果とほぼ同じである。'pure' 2p2h-res-
ponse は高励起エネルギー側で 10% 程度の寄与がある。そして、図2(c) によれば、比較的低い励起エネ

表2. 単一粒子準位の占有確率。パラメーター等は表1に準ずる。

s.p. orbital	陽 子		中 性 子	
	ϵ	n	n	ϵ
1 $p_{3/2}$	-41.43	0.969	0.975	-35.77
1 $p_{1/2}$	-39.36	0.967	0.974	-33.59
1 $d_{5/2}$	-31.33	0.947	0.963	-23.00
2 $s_{1/2}$	-21.93	0.918	0.947	-17.44
1 $d_{3/2}$	-21.56	0.914	0.948	-17.39
1 $f_{7/2}$	-12.84	0.0495	0.960	-13.27
2 $p_{3/2}$	-7.05	0.0259	0.0361	-6.72
1 $f_{5/2}$	-4.97	0.0344	0.0687	-1.57
2 $p_{1/2}$	-3.64	0.0235	0.0354	-4.15
1 $g_{9/2}$	2.09	0.0130	0.0217	3.63
2 $d_{5/2}$	5.20	0.0067	0.0074	7.93
3 $s_{1/2}$	5.45	0.0047	0.0052	11.07
2 $d_{3/2}$	7.92	0.0032	0.0033	11.65
1 $g_{7/2}$	11.13	0.0085	0.0115	11.37

表3. 遷移強度の総和。Hは空孔状態、Pは粒子状態を示す。パラメーター等は表1に準ずる。

	β^-	β^+	差
H → P	21.99	0.16	
H → H	2.90	1.92	
P → P	2.83	1.88	
P → H	0.00	0.04	
Total	27.72	4.00	23.72

表4. GT型遷移強度. Ref. 2) のHM3A versionを用い, $M^*/M=0.75$, $N_{s.p.}=42$ とした。値は、励起エネルギー60MeV(20MeV)まで積分したものを和則値($3(N-Z)=24$)との比(%)で示している。

	V_c	V_T	V_c+V_T	$V_c+1.5V_T$
W.S. basis		100(99)		
SRPA	96(77)	102(97)	94(72)	91(68)
ESRPA				
(2)	7.4(1.0)	4.8(0.4)	12.4(1.6)	18.5(2.1)
(1)	117(97)	103(98)	114(90)	111(85)
(3)	83(67)	97(93)	77(59)	70(52)
(1)+(3)	102(84)	98(93)	95(75)	88(68)
Total	109(85)	103(94)	107(77)	107(70)

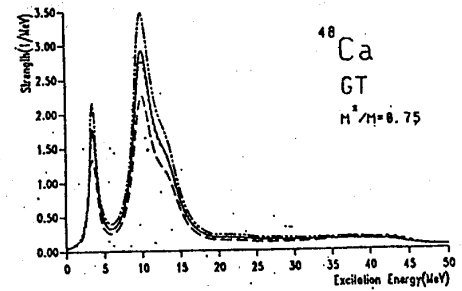
ルギーの所では中心力の部分が大きく、高い励起エネルギーの所ではテンソル力の部分が大きく寄与している。平均的には、両者の寄与は同程度である。2p2h-responseに関するこの結果は、弱いテンソル力を持つBonnポテンシャルから求めたG行列を用いたことに依るが、より強いテンソル力を持つポテンシャルを使えば、もちろん、テンソル力の効果が中心力を凌ぐことになる。(例えば、 $V_c+1.5V_T$ の結果を見よ。)しかしながら、ESRPAの(1)と(3)の相殺の傾向は変わらず、巨大共鳴領域(~ 20 MeV)でのGT型遷移強度は和則値の25~30%減少している。

4. further extension

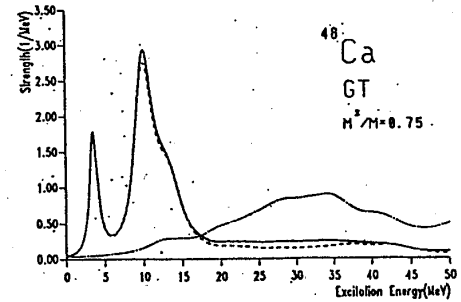
ここで行った拡張は、必ずしも、摂動論の2次までのダイアグラムを全て取り入れて強度分布関数を計算したわけではない。そこで、さらに拡張するには、どのようにすべきかを考えてみよう。

(1)ここではグリーン関数の部分にSRPAのそれを用いているが、最低次の補正としてRPAのA, B行列を次のように拡張しなければならない。

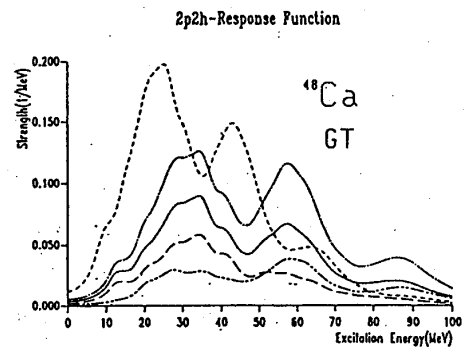
$$A_{m_i, m_i'} = \langle \tilde{0} | [a_i^\dagger a_m, [H, a_m^\dagger a_i]] | \tilde{0} \rangle \quad (18)$$



(a)



(b)



(c)

図2. GT遷移強度分布. Ref. 2) のHM3A versionを用い, $N_{s.p.}=42$ とした。
 (a) 破線はESRPAの(3), 二点鎖線はESRPAの(1), 実線は両者を取り入れた結果を示す。点線はSRPAの結果を示す。(M*/M=0.75)
 (b) 一点鎖線はESRPAの(2)を10倍して示してあり、実線がESRPAの全遷移強度分布である。点線はSRPAの結果を示す。(M*/M=0.75)
 (c) 2p2h-Response Function (ESRPAの(2))。破線は中心力部分(V_c)のみ、二重鎖線はテンソル力部分(V_T)のみ、実線は両者を取り入れ(V_c+V_T)、一点鎖線は $V_c+1.5V_T$ とした場合の結果である。(M*/M=0.75) 点線は、 V_c+V_T を用いM*/M=1.0とした場合の結果である。

$$B_{m_i, m_i'} = -\langle \tilde{0} | [a_i^\dagger a_m, [H, a_i^\dagger a_{m'}]] | \tilde{0} \rangle \quad (19)$$

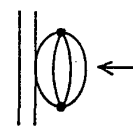
(8), (9)式で新たに取り入れられるダイアグラムを, それぞれ, 図3(a), (b)に示す。ところが, 図3(a)の中間状態(図の矢印の位置)のエネルギー分母は, on-shellとなり, 単一粒子エネルギー ϵ^{exp} に取り込まれている。これが off-shell になるようなダイアグラムを取り入れるためには, 3p3h-励起まで考慮に入れる必要がある。また, 図3(b)のダイアグラムは, 強度分布関数の計算では F_{hp} 型の行列要素と結びつくため, $F_{hp} \ll F_{ph}$ となる GT遷移に対してそれほど重要な寄与はないと考えられる。

(2)ここでは, (13)式のように, $|\tilde{0}\rangle$ を一次の摂動で近似したが, これを2次まで拡張し, 図3(c)のようなダイアグラムを取り入れる必要がある。ただし, この時には図3(b)と共にRPAとの consistency, すなわち, double countingを避けるようにすることが重要であろう。

(3)この計算では Woods-Saxonポテンシャルの波動関数を用いたが, 特に, 荷電スカラー型電氣的遷移に対しては, 平均場と残留相互作用の self-consistencyを保つことが定量的評価に重要である。

References

- 1) S. Drożdż, V. Klemt, J. Speth and J. Wambach, Phys. Letters **166B** (1986) 18. See also, Nucl. Phys. **A451** (1986) 11.
- 2) K. Nakayama, S. Krewald, J. Speth and W. G. Love, Nucl. Phys. **A431** (1984) 419.
- 3) K. Nakayama, S. Drożdż, S. Krewald and J. Speth, Nucl. Phys. **A470** (1987) 573.
- 4) K. Ikeda, S. Fujii and J. I. Fujita, Phys. Letter **3** (1963) 271.
- 5) J. Rapaport, AIP Conf. Proc. No. 92, ed. M. O. Meyer (American Institute of Physics, New York, 1983) p. 365.



(a)



(b)



(c)

図3. さらに考慮に入れるべきダイアグラム。notationは図1に準ずる。