

2800/76



+

Гриднев, К. А. и др.

Б1-15-9778

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Ц 840.6

Г-836

<sup>х</sup>  
Б1-15-9778

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1976

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория нейтронной физики

---

К.А.Гриднев\*, Г.М.Осетинский, В.М.Семенов\*, Сон Вон Нам

Б1-15-9778

48406

Г-836

ПРОГРАММА РАСЧЕТА ФОРМФАКТОРОВ И  
СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ДВУХЯДРОННЫХ ПЕРЕДАЧ

Рукопись получена  
в библиотеку НИИЯФ  
10 мая 76

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
БИБЛИОТЕКА

---

Дубна, 1975 г.

\* НИИЯФ ЛГУ им. А.А.Жданова

## АННОТАЦИЯ

Составлена программа для расчета сечений прямых двухфук-  
лонных реакций передач в приближении нулевого радиуса действия  
и без учета спин-орбитального взаимодействия в каналах реакции.  
При составлении программы использован метод искаженных волн.  
Формфактор переланной или подхваченной пары вычисляется по ме-  
тоду Гленденнинга с использованием потенциала гармонического  
осциллятора. Неправильное асимптотическое поведение волновой  
функции гармонического осциллятора исправляется заменой ее при  
больших расстояниях сферической функцией Ханкеля.



## I. Введение

В последние годы прямые реакции стали одним из основных инструментов по изучению структуры ядра. В связи с интересом, возникшим при исследовании кластерной структуры ядер, ядер, далеких от линии стабильности, а также возбужденных состояний с большим спином появилась необходимость в изучении реакций многонуклонной передачи. Простейшие реакции этого типа — это реакции двухнуклонной передачи такие, как  $(\alpha, d)$ ,  $(\text{He}^3, p)$ ,  $(\text{He}^3, n)$ ,  $(t, p)$ ,  $(t, n)$ . Вычислению дифференциальных сечений таких реакций в рамках прямого механизма реакции и посвящена настоящая работа. Так же, как и в случае реакций однонуклонной передачи, в случае двухнуклонной передачи имеет место как прямой механизм срыва, так и другие механизмы, например, выбивания. Эти процессы нелегко отличить друг от друга, так как угловое распределение продуктов реакции определяется переданным угловым моментом, который, как правило, тот же самый для этих двух процессов. Кроме того, точность в вычислении абсолютных сечений из-за использования различных приближений не позволяет провести различие между двумя механизмами реакции. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только механизмы срыва, причем в его простой версии, а именно без учета связи каналов, требующей трудоемких расчетов / I /.

В отличие от реакций однонуклонной передачи, где допускается простая факторизация сечения на кинематическую и структурную (спектроскопическую) части, реакции двухнуклонной передачи имеют более сложную факторизацию, так как переданные нуклоны могут попасть в различные состояния ядра мишени. Помимо этого

двухнуклонные реакции передачи служат методом для изучения пространственных корреляций  $S$ -состояния пары переданных нуклонов в конечном ядре. Дело в том, что волновая функция относительно движения пары нуклонов в ядрах налетающих частиц таких, как  $d, t, He^3$ , находится в  $S$ -состоянии.

## 2. Общий формализм

Для конкретности и простоты будем рассматривать реакцию  $A(a, b)B$  и  $a = b + x$ . Диаграмма  $A(a, b)B$  реакции представлена на рис. I. Согласно этой диаграмме, частица  $a$ , искажившись полем ядра - мишени  $A$ , разваливается на частицу  $b$  и частицу  $x$ , частица  $x$  захватывается ядром  $A$ , частица  $b$  искажается полем конечного ядра  $B$ .

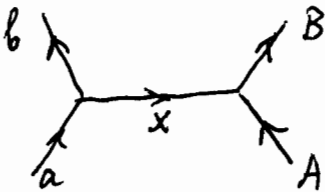
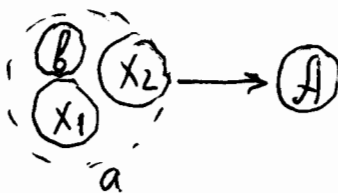


Рис. I

Сечение для  $A(a, b)B$  реакции срыва в случае двухнуклонной передачи совпадает с выражением для однонуклонной передачи <sup>1/2</sup> и может быть представлено в следующей форме (обозначения находятся в соответствии с рис. I и 2):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b K_B}{(2\pi\hbar^2)^2 K_a} \left| \langle \Phi_f(\vec{K}_f) | V_{b x_1} + V_{x_1 A} | \Phi_i(\vec{K}_i) \rangle \right|^2 \quad (I)$$

Начальное состояние



$$x = x_1 + x_2$$

Конечное состояние

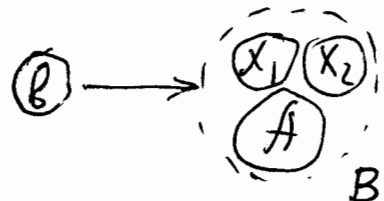


Рис. 2 Схематическое представление реакции двухнуклонной передачи,  $x_1$  - первый нуклон пары,  $x_2$  - второй нуклон.

Здесь  $\Phi_i(\vec{k}_i)$  и  $\Phi_f(\vec{k}_f)$  - волновые функции начального и конечного каналов реакции, а  $(V_{bX_1} + V_{bX_2})$  - взаимодействие ответственное за переход:  $V_{bX_1}$  - взаимодействие между частицей  $b$  и нуклоном  $X_1$ . Как и в любой прямой реакции, выполняются правила отбора по спину, четности и изоспину. Если  $l_1 s_1 j_1 t_1$  и  $l_2 s_2 j_2 t_2$  есть орбитальные моменты, спины, полные моменты и изоспины двух передаваемых нуклонов, то орбитальный момент, спин, полный угловой момент и изоспин передаваемой пары будут:

$$\vec{L} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2 \quad \vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2 \quad \vec{J} = \vec{j}_1 + \vec{j}_2$$

$$\vec{T} = \vec{t}_1 + \vec{t}_2 \quad \text{Причем} \quad \vec{Y} = \vec{L} + \vec{S} \quad \vec{T}_B = \vec{T}_A + \vec{Y}$$

где  $J_A, J_B$  - спины ядер  $A$  и  $B$ , т.е.

$$|J_A - J_B| \leq Y \leq J_A + J_B \quad \text{и}$$

$$|T_A - T_B| \leq T \leq T_A + T_B$$

Правила отбора по сеньорити и приведенному изоспину имеют

$$\text{вид: } \Delta V = 0, \pm 2 \quad , \quad \Delta T = t_A - t_B = 0, \pm 1$$

Из-за пространственной симметрии частиц  $a$  и  $b$  ( $S$ -состояния) вклад в реакцию дают пары с  $S$  и  $T$  удовлетворяющими соотношению

$$T + S = 1$$

Правило отбора по четности имеет вид:  $\Delta \Pi = (-1)^{l_1 + l_2}$

Из-за того, что пара передается в  $S$ -состоянии относительного движения,  $l_1 + l_2 + L$  равно четному числу, поэтому

$$\Delta \Pi = (-1)^L$$

При вычислении сечения реакции двухнуклонной передачи аналогично случаю однонуклонной реакции необходимо выполнить в

(I) интегрирование по внутренним координатам ядра мишени  $A$  при помощи разложения волновой функции ядра  $B$  вида:

$$\Phi_{J_B M_B}^{T_B N_B}(\xi, \xi_1, \xi_2) = \sum_{J_A T_A} B(J_A T_A) \left[ \Phi_{J_A T_A}^{T_A'}(\xi) \otimes \Phi_{J_A T_A}^T(\xi_1, \xi_2) \right]_{J_B M_B}^{T_B N_B} \quad (2)$$

Здесь  $\Phi_{J_A T_A}^{T_A'}(\xi)$  - волновая функция ядра  $A$  в состоянии  $J_A, T_A$ .  $\xi$  - его внутренние координаты;  $\Phi_{J_A T_A}^T$  - антисимметризованная волновая функция переданной пары в конфигурацию  $\gamma = (n_1 l_1, n_2 l_2, j_2)$  со спином  $J_1$ ,  $\xi_1$  и  $\xi_2$  - совокупность координат нуклонов  $n_1 s_1 t_1$  и  $n_2 t_2 s_2$ . Величина  $B(J_A T_A)$ , называемая спектроскопическим коэффициентом (СК), определяется выражением:

$$B(J_A T_A) = \left( \frac{A+2}{A} \right)^{1/2} \int \left[ \Phi_{J_A T_A}^{T_A'}(\xi) \otimes \Phi_{J_A T_A}^T(\xi_1, \xi_2) \right]_{J_B M_B}^{T_B N_B} \Phi_{J_B M_B}^{T_B N_B}(\xi, \xi_1, \xi_2) d\xi d\xi_1 d\xi_2 \quad (3)$$

Множитель  $\left( \frac{A+2}{A} \right)^{1/2}$  появился из-за учета антисимметризации в выражении (2). СК несут информацию об участвующих в реакции ядрах  $A$  и  $B$ ; для их нахождения необходимо привлекать различные ядерные модели в зависимости от того, в какой области ядер изучается реакция. Для модели оболочек СК совпадают с так называемыми генеалогическими коэффициентами, которые табулированы в  $L-S$  связи для  $1p$ -оболочки Коэном и Куратом <sup>13</sup>, а для  $J = 3/2$  и  $5/2$  оболочек в  $j-j$  связи Таунером и Харди <sup>14</sup>. Подставив выражение (2) в (I), легко провести интегрирование по  $\xi$  в матричном элементе, при этом исчезают волновые функции ядра  $A$ . В оставшейся функции пере-

данной пары  $\Phi_{JJ}^T$  выделим части, зависящие от пространственных, спиновых и изоспиновых координат и перейдем от  $J-J$  связи к  $L-S$  связи:

$$\Phi_{JJ}^T(\xi_1, \xi_2) = g \sum_{LS} \begin{bmatrix} l_1 & \frac{1}{2} & j_1 \\ l_2 & \frac{1}{2} & j_2 \\ L & S & J \end{bmatrix} \left[ \Phi_{LL}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \otimes \chi_S \right]_S \chi_T \quad (4)$$

Здесь  $\begin{bmatrix} l_1 & \frac{1}{2} & j_1 \\ l_2 & \frac{1}{2} & j_2 \\ L & S & J \end{bmatrix}$  - коэффициент перехода от  $J-J$  к  $L-S$  связи,  $\chi_S, \chi_T$  - спиновая и изоспиновая волновые функции пары,  $\Phi_{LL}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  - не имеющая перестановочной симметрии пространственная часть волновой функции пары, фактор  $g$  возникает из-за учета эффектов антисимметризации и равен

$$g = \begin{cases} 1 & \text{если } n_1 l_1 j_1 \equiv n_2 l_2 j_2 \\ \sqrt{2} & \text{если } n_1 \neq n_2 \text{ или } l_1 \neq l_2 \\ & \text{или } j_1 \neq j_2 \end{cases}$$

Для дальнейшего интегрирования в матричном элементе необходимо разделить относительное движение нуклонов пары друг относительно друга и движение центра масс пары. В данной работе для этого используется метод Гленденнинга /5/, в котором для движения пары в ядре  $B$  используется потенциал гармонического осциллятора частоты  $\nu$ , причем для ее определения имеются две формулы:  $\nu^{-1} = 0,9 A^{1/3} + 0,7$  и  $\nu^{-1} = 1,01 A^{1/3}$  /6/. Неправильное асимптотическое поведение функций гармонического осциллятора исправляется заменой ее функцией Ханкеля  $h_L(ixr)$ , имеющей правильное асимптотическое поведение, определяемое волновым числом  $K$ :

$$K = \sqrt{\frac{4M\varepsilon_B}{\hbar^2}}$$

, где  $\varepsilon_B$  - энергия связи пары в ядре  $B$ .



В случае потенциала гармонического осциллятора переменные  $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$  и  $\vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)$  просто разделяются при помощи преобразования Тальми-Мюшинского :

$$\Phi_{JL}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \left[ \Phi_{n_1 l_1}(\vec{r}_1) \otimes \Phi_{n_2 l_2}(\vec{r}_2) \right]_{L, M_L}^{M_L} = \sum_{n \lambda N \Lambda} \langle n_1 l_1, n_2 l_2, L | n \lambda N \Lambda \rangle \left[ \Phi_{n \lambda}(\vec{r}/\sqrt{2}) \otimes \Phi_{N \Lambda}(\sqrt{2} \vec{R}) \right]_{M_L}^L \quad (5)$$

Здесь  $\langle n_1 l_1, n_2 l_2, L | n \lambda N \Lambda \rangle$  - коэффициенты Тальми-Мюшинского,  $n$  - главное квантовое число относительного движения,  $N$  - главное квантовое число движения центра масс пары,  $\lambda$  и  $\Lambda$  - орбитальные моменты.

$\Phi_{n \lambda}(\vec{r}/\sqrt{2})$  - функция гармонического осциллятора, описывающая относительное движение нуклонов пары в ядре  $B$  :

$$\Phi_{n \lambda}(\vec{r}/\sqrt{2}) = U_{n \lambda} \left( \frac{1}{2} \nu r^2 \right) Y_{\lambda}^{m_{\lambda}}(\hat{r})$$

$\Phi_{N \Lambda}(\sqrt{2} \vec{R})$  - функция гармонического осциллятора, описывающая движение центра масс пары в ядре  $B$  :

$$\Phi_{N \Lambda}(\sqrt{2} \vec{R}) = U_{N \Lambda} (2 \nu R^2) Y_{\Lambda}^{m_{\Lambda}}(\hat{R})$$

Для интегрирования по  $\vec{r}$  в (I) следует также выделить относительное движение нуклонов пары в налетающей частице  $a$ , которая предполагается находящейся в  $S$  - состоянии внутреннего движения:

$$\Phi_a(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) = \Phi_{0s}(3\eta^2 r^2) \Phi_{0s}(4\eta^2 \rho^2)$$

Здесь  $\rho = |\vec{R} - \vec{r}_3|$ , а параметр  $\eta = \frac{1}{\sqrt{6 \langle r^2 \rangle}}$  выражается через среднеквадратичный радиус частицы  $a$  <sup>15/</sup>.

$\phi_{0s}$  - функции гармонического осциллятора с нулевым орбитальным моментом. Тогда интегрирование по углам  $\hat{r}$  в амплитуде (I) приводит в силу ортогональности сферических функций к условию  $\lambda = 0$ ,  $l = L$ , а интегрирование по модулю  $|\vec{r}|$  сводится к вычислению выражения:

$$Q_n = \int V_{n0} \left( \frac{1}{2} \nu r^2 \right) \psi_{0s} (3\eta^2 r^2) dr r^2 \quad (6)$$

В данной работе используется приближение нулевого радиуса взаимодействия, которое заключается в следующем:

$$(V_{bx_1} + V_{bx_2}) \phi_{0s} (4\eta^2 \rho^2) = D_0 \delta(\vec{\rho}) \quad (7)$$

Для нормировочной постоянной  $D_0$  получаем следующие выражения:

$$D_0 = \int d\vec{\rho} (V_{bx_1} + V_{bx_2}) \phi_{0s} (4\eta^2 \rho^2) = -\varepsilon \int d\vec{\rho} \phi_{0s} (4\eta^2 \rho^2) = -\varepsilon \pi \frac{1}{\sqrt{\pi} \eta^3} \quad (7)$$

где  $\varepsilon$  - энергия развала  $a \rightarrow b + \infty$ .

Следует заметить, что расчетные сечения по методу искаженных волн систематически ниже экспериментальных на один-два порядка, поэтому обычно анализируют относительное поведение сечений и  $D_0$  выбирают так, чтобы получить совпадение с экспериментальным сечением по абсолютной величине.

В итоге всех преобразований и интегрирования в (I) (подробности см. 7.2/1) получается следующее выражение для сечения реакции двухнуклонной передачи:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = D_0^2 \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} \sum_{LSJT} b_{ST}^2 (T_A N_A T_N / T_B N_B)^2 \tilde{\sigma}_{LSJT}(\theta) \quad (8)$$

где  $(T_A N_A T_N / T_B N_B)$  - коэффициент Клебша-Гордона,

$$\tilde{\sigma}_{LSJT}(\theta) = \frac{\mu_a \mu_c K_B V^2}{\pi \hbar^4 K_A A^2} \sum_{m=-L}^L |g_{Lm}|^2 \quad \text{при этом}$$

$$g_{Lm}(\theta) = \sum_{l_a l_b} \Gamma_{l_a l_b}^{Lm} Y_{l_a l_b L} P_{l_b}^m(\theta)$$

$$\Gamma_{l_a l_b}^{Lm} = (2l_b + 1) i^{l_a - l_b - L} \frac{\sqrt{(l_b - m)!}}{\sqrt{(l_b + m)!}} (l_b L m - m / l_a 0) (l_b L 0 0 / l_a 0)$$

$P_{l_b}^m(\theta)$  - присоединенный полином Лежандра

$$Y_{l_a l_b L} = \int dr Y_{l_b} \left( \frac{A}{B} r \right) U_{LSJT}(r) X_{l_a}(r)$$

Если размерность  $D_0^2$   $10^4$  МэВ<sup>2</sup> фм<sup>3</sup> включить в  $\tilde{\sigma}_{LSJT}$  и измерять сечения в мб/стерадиан, энергии - в мэвах, длины - в ферми, массы - в единицах массы протона, то

$$\tilde{\sigma}_{LSJT}(\theta) = 18.536 \frac{\mu_a \mu_c K_B V^2}{K_A A^2} \sum_{m=-L}^L |g_{Lm}|^2$$

теперь  $D_0^2$  измеряется в единицах  $10^4$  МэВ<sup>2</sup> фм<sup>3</sup>.

Издаваемая в данной работе программа DWAN вычисляет парциальное дифференциальное сечение

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{LSJT} = N \sigma_{LSJT}(\theta) \quad (9)$$

где ~~нормировочная константа~~

$$N = D_0^2 \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} b_{ST}^2 (T_A N_A T_N / T_B N_B)^2 \times 18.536$$

$$\sigma_{LSJT}(\theta) = \frac{\mu_a \mu_c K_B V^2}{K_A A^2} \sum_{m=-L}^L |g_{Lm}|^2 \quad (9')$$

Если по правилам отбора для конкретной реакции допустимо несколько значений квантовых чисел  $LSJT$  пары, то необходимо несколько раз обращаться к вычислению  $(d\sigma/d\Omega)_{LSJT}$  и сложить результаты для получения полного сечения  $d\sigma/d\Omega$ .

Величина  $b_{ST}^2$  в выражении (9') для  $N$  определяется выражением /5,7/:

$$b_{ST}^2 = \begin{cases} \delta_{S_0} \delta_{T_1} & \text{для } (t, p), (He^3, n) \\ \frac{1}{2} (\delta_{S_0} \delta_{T_1} + \delta_{S_1} \delta_{T_0}) & \text{для } (t, n), (He^3, p) \\ \delta_{S_1} \delta_{T_0} & \text{для } (\alpha, d) \end{cases}$$

Входящие в выражение для  $\mathcal{J}_{\alpha p \ell L}$  парциальные (по угловому моменту) искаженные волны входного канала  $\chi_{\ell c}(r)$  и входного канала  $\chi_{\ell b}(\frac{A}{B} r)$  находятся численным интегрированием уравнения Шредингера по методу Фокса-Гудвина с оптическим потенциалом вида:

$$V(r) = V_c(r) - V(1 + \exp \chi)^{-1} - i(W - 4W_0 \frac{d}{dx'}) (1 + \exp \chi')^{-1} \quad (10)$$

где  $\chi = \frac{r - r_v A^{1/3}}{a_v}$ ,  $\chi' = \frac{r - r_w A^{1/3}}{a_w}$

$V_c(r) = \frac{zZe^2}{r}$  при  $r > r_c = r_c A^{1/3}$  и  $\frac{zZe^2}{2R_c^2} (3 - \frac{r^2}{R_c^2})$   
при  $r \leq r_c$ .

Заметим, что выражение (9') для  $\sigma_{LSJT}(\theta)$  двухнуклонной передачи аналогично выражению  $\sigma_{esj}$  однонуклонной передачи /2/ : необходимо только заменить однонуклонный фактор двухнуклонным  $V_{LSJT}(r)$  в выражении для интеграла перекрытия  $\mathcal{J}_{\alpha p \ell L}$  :

$$U_{LSJT}(r) = \sum_{jN} g B(jJT) \begin{bmatrix} l_1 & \frac{1}{2} & j_1 \\ l_2 & \frac{1}{2} & j_2 \\ L & S & J \end{bmatrix} Q_n \langle n, l_1, n_2, l_2, L | n, 0, n, L \rangle U_{NL}(r) \quad (II)$$

Если известен спектроскопический коэффициент в  $L-S$  связи  $\beta_{jLSJT}$ , то выражение для фактора имеет вид:

$$U_{LSJT}(r) = \sum_{jN} g \beta_{jLSJT} Q_n \langle n, l_1, n_2, l_2, L | n, 0, n, L \rangle U_{NL}(r)$$

причем связь между  $\beta_{jLSJT}$  и  $B(jJT)$  следующая:

$$\beta_{jLSJT} = B(jJT) \begin{bmatrix} l_1 & \frac{1}{2} & j_1 \\ l_2 & \frac{1}{2} & j_2 \\ L & S & J \end{bmatrix}$$

В программе *DWAN* спектроскопические коэффициенты должны задаваться в  $j-j$  связи согласно формуле (II).

Функция гармонического осциллятора  $U_{NL}(r)$  имеет не-правильное асимптотическое поведение, поэтому, начиная с радиуса сшивания  $R_N$ , она заменяется функцией Ханкеля  $h_L(ikr)$ .  $R_N$  определяется из условия совпадения логарифмических производных  $U_{NL}(r)$  и  $h_L(ikr)$ .

### 3. Общая структура программы DWAN

Программа *DWAN* написана на языке *FORTRAN* для ЭВМ типа СДС-6200 и БЭСМ-6. Управляющая программа *DWAN* состоит из обращения к сабрутинe *FFGS*, вычисляющей фактор реакции двухнуклонной передачи  $U_{LSJT}(r)$  и последующего обращения к сабрутинe *DWBA*, вычисляющей дифференциальное  $(d\sigma/d\Omega)_{LSJT}$  и полное сечение реакции (см. блок-схему программы). Для передачи информации ( $U_{LSJT}(r)$ ) из *FFGS* в *DWBA* используется *COMMON* - блок *|BFFG1|*, а в остальном эти основные сабрутины независимы



друг от друга и могут быть использованы для вычислений независимо.

В блок сабрутины *FFGS* входят следующие подпрограммы (см. блок-схему):

1. Сабрутина *MDSBR*; она совместно с функциями *BRMØ*, *A*, *B* и *FACT* вычисляет коэффициенты Тальми-Мошинского  $\langle n, l, m, l_2, L | n, 0, N, L \rangle$ .

2. Сабрутина *ABA*, необходимая для приближенного нахождения последнего  $N$ -ого нуля функции гармонического осциллятора  $U_{NL}(2\nu r^2)$ .

3. Функция *AF* вычисляет вронсиан функции  $U_{NL}(2\nu r^2)$  и сферической функции Ханкеля  $h_L(ikr)$  на расстоянии  $\Gamma$  от начала координат

$$W(U_{NL}, h_L) = U'_{NL} h_L(ikr) - U_{NL} h'_L(ikr)$$

4. Сабрутина *NØRM* служит для нахождения радиуса сшива-  
ния  $R_N$  функций  $U_{NL}(2\nu r^2)$  и  $h_L(ikr)$  и их правильной нормировки в области определения; она находит перенормировочную постоянную *NNØRM* для  $U_{NL}(r)$  и  $W$  для  $h_L(ikr)$ .

5. Функция *SGY* вычисляет  $g$ - $y$  символы, используя вспомогательную функцию *SIXYS*, которая определяет  $6J$ -символы. Обе функции библиотечные (библиотека программ ЛВТА ОИЯИ).

6. Сабрутина *ØH* вычисляет функции гармонического осциллятора  $U_{NL}(\nu r^2)$  и их производные <sup>15/</sup>:

$$U_{NL}(\nu r^2) = \left[ \frac{2\nu^{3/2}(N-1)!}{\Gamma(N+L-\frac{1}{2})} \right]^{1/2} (\nu^{1/2} r)^L e^{-\frac{1}{2}\nu r^2} L_{N-1}^{L+\frac{1}{2}}(\nu r^2)$$

где  $L_{n-1}^{\ell+\frac{1}{2}}(x) = \sum_{\kappa=0}^{n-1} \binom{n+\ell-\frac{1}{2}}{n-\kappa-1} \frac{(-x)^\kappa}{\kappa!}$ ,  $\binom{n+\ell-\frac{1}{2}}{n-\kappa-1} = \frac{\Gamma(n+\ell+\frac{1}{2})}{\Gamma(n-\kappa)\Gamma(\ell+\kappa+\frac{3}{2})}$ ;  $\Gamma(n+\ell+\frac{1}{2})$ ,  $\Gamma(n-\kappa)$ ,  $\Gamma(\ell+\kappa+\frac{3}{2})$  — гамма-функции.

$n = 1, 2, 3, \dots$  главное квантовое число по модели оболочек.

7. Сабрутина **HANKEL** — вычисляет сферические функции Ханкеля  $h_\ell(ikr)$  /8/:

$$-i^\ell h_\ell(ikr) = \frac{e^{-kr}}{kr} \sum_{n=0}^{\ell} \frac{(\ell+n)!}{n!(\ell-n)!} \left(\frac{1}{2kr}\right)^n \quad \text{где}$$

$k = \sqrt{\frac{4M\varepsilon_B}{\hbar^2}}$ ,  $M$  — масса протона,  $\varepsilon_B$  — энергия связи пары в ядре  $B$ .

8. Функция **OMEGA** — служит для нахождения интеграла перекрытия  $\mathcal{I}_n$  /5/ (см. формулу (6) п. 2).

9. Функция **GAMA** вычисляет гамма-функцию  $\Gamma(n+\frac{1}{2})$ , необходимую при обращении к  $\Phi_H$ :

$$\Gamma(n+\frac{1}{2}) = (n-\frac{1}{2})\Gamma(n-\frac{1}{2}) \quad ; \quad \Gamma(\frac{1}{2}) = \sqrt{\pi}$$

10. Функция **FKT** служит для нахождения факториалов целых чисел  $n!$ .

Блок сабрутины **DWBA** образуют следующие подпрограммы (см. блок-схему):

1. Сабрутина **INVAL** служит для предварительной обработки входных данных  $B$  каналах реакции. В этой сабрутинe происходит чтение нормировочной постоянной  $N$  (см. формулу (9) п. 2).

2. Сабрутина **DISW** предназначена для решения уравнения Шредингера с потенциалом (10) п.2, описывающего упругое рас-

сеяние в начальном и конечном каналах реакции.  $DISW$  вычисляет парциальные искаженные волны  $\chi_{e_a}(r)$  и  $\chi_{e_b}(\frac{A}{B}r)$  (см. формулу (8) п.2).

3. Функция  $CLEBSH$  вычисляет коэффициенты Клебша-Гордона, является библиотечной программой (библиотека программ ЛВТА ОИЯИ)

4. Сабрутина  $CØULØN$  вычисляет регулярные и нерегулярные кулоновские функции  $F_e(\rho)$  и  $G_e(\rho)$  и их производные, является библиотечной подпрограммой.

Взаимосвязь различных сабрутин и функций, порядок обращения приведены на блок-схеме программы.

#### 4. Сабрутина FFGS

Сабрутина  $FFGS$  вычисляет формфактор переданной или подхваченной пары нуклонов по формуле (II) п. 2. Последовательность вычислений такова :

1. Чтение и печать входной информации согласно § 5.

2. Основной цикл по метке I7 по числу заданных конфигураций  $\gamma$  нуклонной пары. В этом цикле вычисляются выражения:

$$\sum_N \mathcal{L}_n \langle n_1 l_1 n_2 l_2 L | n_0 n L \rangle U_{NL}(r)$$

и

$$g B(\gamma \pi) \begin{bmatrix} l_1 & l_2 & L \\ l_2 & l_1 & L \\ L & S & J \end{bmatrix}$$

для каждой конфигурации

(см. формулу (II) п.2). Порядок вычислений следующий :

1). Обращением к сабрутинe  $MØSBR$  вычисляются коэффициенты  $\langle n_1 l_1 n_2 l_2 L | n_0 n L \rangle$  <sup>общим</sup> <sub>числом</sub>

$$\frac{\mathcal{L}(n_1 + n_2) + l_1 + l_2 - L}{\mathcal{L}}, \text{ здесь } n_1 = 0, 1, 2, \dots$$

Массив коэффициентов обозначается  $HNØSH(N)$ .

2). Обращением к сабрутинам  $ABA$  и  $NØRM$  находится радиус шивания  $RN(N)$ , нормировочная постоянная для функции гармонического осциллятора  $HNØRM(N)$  и нормировочная постоянная для функции Ханкеля  $W(N)$  для каждого главного квантового числа  $N$  движения центра масс пары. Необходимость нормирования возникает из-за того, что функция пары, считая при  $RN$  из двух функций  $U_{N2}(2vr^2)$  и  $h_L(ikr)$  перестает быть нормированной.

3). Обращением к функции  $S95'$  вычисляется коэффициент перехода от  $j-j$  к  $L-S$  связи  $\begin{bmatrix} l_1 & \frac{1}{2} & j_1 \\ l_2 & \frac{1}{2} & j_2 \\ L & S & J \end{bmatrix}$ , и выражение

$$B_{LSJT}(r) = g B(gJT) \begin{bmatrix} l_1 & \frac{1}{2} & j_1 \\ l_2 & \frac{1}{2} & j_2 \\ L & S & J \end{bmatrix}$$

Отметим, что в начальных данных необходимо использовать величину  $B(g) = g B(gJT)$ , т.е. вычисленный по какой-либо модели спектроскопический коэффициент необходимо домножить на фактор  $g$ .

4). Обращением к сабрутинам  $ØH$  и  $HANKEL$  и использованием вычисленных ранее нормировочных постоянных  $HNØRM(N)$  и  $W(N)$  находится нормированная функция пары  $U_{N2}(r)$ , обозначаемая в программе  $PHI$ .

5). Суммированием в цикле по метке  $I77$  вычисляется выражение  $\sum_N Q_n \langle n, l_1, n_2, l_2, L | n, 0, N, L \rangle U_{N2}(r)$ , при этом происходит обращение к функции  $ØMEGA$ .

3. В цикле по числу конфигураций по метке  $I9$  суммированием происходит вычисление фактора пары  $U_{LSJT}(r)$ .

4. В цикле по метке 90 фактор  $\mathcal{U}_{LSUT}(r)$  выдается на печать.

### 5. Чтение данных и печать результатов

I. Чтение исходных данных в subroutine  $FFGS$  происходит с  $N + 7$  карт ( $N$  - число учитываемых конфигураций пары) в следующем порядке:

Карта № 1 :  $L$  - орбитальный момент пары,  $2\nu$  - частота движения пары в потенциале гармонического осциллятора (формулу для  $\nu$  см. в п.2).

Карта № 2 -  $I1 = 80$ ,  $I2 = 200$ ,  $R1 = 0,1$ ,  $RMAX = 25$ , где  $I1$  - число интервалов, на которое разбит отрезок от  $R1$  до  $R1$  (радиус сшивания), а  $I2$  - число интервалов, на которое разбит отрезок от  $R1$  до  $RMAX$ . Для вышеуказанных параметров можно использовать и другие числовые значения, однако  $R1$  нельзя брать равным нулю из-за расходимости функции гармонического осциллятора.

Карта № 3 :  $EI1 = 49$ ,  $EI2 = 50$ ,  $EI3 = 50$ ,  $R2 = 5$ ,  $R3 = 10$ ,  $R4 = 15$ , где  $EI1$  - число точек на интервале от  $R1$  до  $R2$ ,  $EI2$  - число точек на интервале от  $R2$  до  $R3$  и  $EI3$  - на интервале от  $R3$  до  $R4$ . Эта карта предусматривает возможность переменного шага при вычислении  $\mathcal{U}_{NL}(r)$ . Однако для вычисления сечения необходим постоянный шаг.

Карта № 4 : Параметр  $\eta$  (см. таблицу в /5/), масса легкой частицы  $a$ .  $a$  равна 3 для  $He^3, t$  и равна 4 для  $He^4$ .



Заметим, что по программе *SWAN* можно вычислять сечения реакции  $(\alpha, d)$  и  $(d, \alpha)$ , однако необходимо после расчета домножить полученное сечение на величину  $Q_d$  (см. /5/).

Карта № 5 :  $K$  - волновой вектор пары в ядре для каждой конфигурации. Обычно полагают  $K$  одинаковым для всех конфигураций и определяют его по экспериментальной энергии связи (формулу см. в п.2).

Карта № 6 :  $S$  - спин пары,  $J$  - полный угловой момент пары.

Карта № 7 :  $N$  - число учитываемых конфигураций пары ( $\leq 10$ ),  $IPHAS$  - правило сложения угловых моментов. Если  $IPHAS = 0$ , то  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ , если  $IPHAS \neq 0$ , то  $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$ . Обычно используют первое правило.

Далее идет число карт, равное числу конфигураций, определенному в 7-ой карте. В каждой карте находятся следующие параметры конфигурации:  $n_1 \ell_1 j_1$  - главное квантовое число по модели оболочек, орбитальный момент, полный угловой момент первой частицы,  $n_2 \ell_2 j_2$  - то же самое для второй частицы, затем  $2(j) = g B(j \pi)$  спектроскопический коэффициент в  $j-j$  связи с учетом фактора  $g$ .

2. Чтение в сабрутинe *SWBA*.

Первые три карты содержат параметры входного канала  $a+A$  реакции  $A(a, G)B$ .

1-ая карта:  $a$  - атомный вес налетающей частицы,  $A$  - атомный вес ядра  $A$ ,  $z$  - заряд частицы  $a$ ,  $Z$  - заряд ядра  $A$ ; причем заряды в единицах заряда протона, а

массы в единицах массы протона.

2-ая карта : Параметры оптического потенциала канала упругого рассеяния  $\alpha + A \rightarrow \alpha + A$   $\Gamma_v, \Gamma_w, \Gamma_c, a_v, a_w$  .

3-я карта : Глубины действительной и мнимой части оптического потенциала  $V, W, W_2$  со знаком плюс.

Следующие три карты (4, 5, 6) содержат параметры выходного канала  $B + B$  в аналогичной последовательности.

7-ая карта :  $L$  - орбитальный момент пары в ядре  $B$  (срыв) или  $A$  (подхват),  $L_{MAX}$  - максимальное число парциальных волн в разложении искаженной волны.

8-я карта :  $H$  - постоянный шаг интегрирования при вычислении интеграла  $\int_{a_0}^{a_0+L} E_{Lab}$  - энергия налетающей частицы  $a$  в лабораторной системе координат,  $Q$  - реакции,  $R_{MAX}$  - верхний предел по расстоянию при интегрировании уравнения Шредингера и вычислении интегралов  $\int_{a_0}^{a_0+L}$  .

Далее в сабрутин  $SWB, A$  происходит обращение к сабрутин  $INVAL$  , в которой происходит чтение нормировочной постоянной  $N$  (в программе обозначена  $NORM$ ).

9-я карта :  $N$  - нормировочная постоянная, запоминается в сабрутин  $INVAL$ .

10-ая карта:  $\theta_{мин}, \theta_{шаг}, \theta_{макс}$  .  
где  $\theta_{мин} + \theta_{макс}$  - диапазон углов при вычислении дифференциального сечения,  $\theta_{шаг}$  - шаг по углу.

3. Печати в сабрутинне  $FFGS$ 

1. Печать орбитального момента пары  $L$ , частоты гармонического осциллятора  $\omega$ , в котором движется пара, спина пары  $S$ , полного углового момента пары  $J$ .

2. Печать параметров конфигураций пары  $\gamma \equiv (n_1 l_1 j_1, n_2 l_2 j_2)$  и спектроскопических коэффициентов  $\mathcal{D}(\gamma)$ .

3. Печать волновых векторов  $K$  пары в каждой конфигурации.

4. Печать параметров  $\eta$  и  $a$ .

5. Печать важных промежуточных результатов при вычислении фактора  $U_{LSJT}(r)$ :

$N_{\max}$  - наибольшее главное квантовое число пары при движении в поле гармонического осциллятора,  $MOSH$  - коэффициенты Тальми-Мюшинского,  $BLSJT$  - спектроскопический коэффициент в  $L-S$  связи.

6. Печать самого фактора  $U_{LSJT}(r)$ . Первый столбец (см. тестовой вариант в конце) - расстояние  $r$ , второй столбец  $U_{LSJT}(r)$  и т.д.

4. Печати в сабрутинне  $AWBA$ 

1. Параметры входного канала  $a + A$  реакции  $A(\alpha, b)B$ :

$a, A, z_a, Z_A$  - первая строка,

$r_v, r_w, r_c, a_v, a_w$  - вторая строка,

$v, w, W_\varnothing$  - третья строка.

2. Параметры выходного канала в аналогичной последовательности.

3.  $L$  - орбитальный момент пары в тяжелом ядре, максимальное число парциальных волн, включая нулевую.
4. Печать шага интегрирования  $H$ , лабораторной энергии падающей частицы  $E_{\text{лаб.}}$ ,  $Q$  - реакции, максимального расстояния интегрирования.
5. Два раза печать числа шагов интегрирования уравнения Шредингера во входном и выходном каналах.
6. Печать используемой при вычислении нормировочной постоянной  $N(NFRM)$ .
7. Печать диапазона углов и шага по углам при вычислении дифференциального сечения.
8. Печать полного сечения реакции в заданном диапазоне углов.
9. Печать дифференциального сечения реакции.

На рис. 2 приведены результаты сравнения расчетов парциальных сечений  $\sigma_{LST}$  для реакции  $^{56}\text{Fe}({}^3\text{He}, p)^{56}\text{Co}$  проведенных по программе  $DWAN$  с расчетами, опубликованными для этой же реакции в работе /9/. Сплошная кривая на рисунке - парциальные сечения в мкб/стер., рассчитанные по программе  $DWAN$ . Пунктирная кривая - расчеты, взятые из работы /9/ (см. рис. 9 работы /9/).

Как видно из рисунка, совпадение результатов расчетов с экспериментальными данными работы /9/ вполне удовлетворительное. Небольшое расхождение кривых связано с различиями в методах вычисления модифицированных волн. На рис. 3 представлен формфактор

$U_{LST}$ , вычисленный по программе  $DWAN$  для реакции  $^{56}\text{Fe}({}^3\text{He}, p)^{56}\text{Co}$  на уровень  $E_x = 1,451$  Мэв конфигура-

ции  $[\pi P_{3/2} \nu P_{3/2}]$  .

В приложении в качестве тестового варианта приведен расчет реакции  $N(^3He, p)^{16}O$  при энергии  $E_{LAB} = 3,1$  Мэв  
 $Q = 9,2$  Мэв.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность С. Ходан за предоставление программы расчета коэффициентов преобразования Тальми-Мошинского.

*Handwritten signatures:*  
 H. G. ...  
 B. G. ...  
 P. G. ...



Изложение

Тестовый вариант расчета угловых распределений резонанса

с помощью программы

DWAN

DATA

L= 0            NU= .700  
S= 1.0        J= 1.0

CONFIGURATIONS

CONFIGURATION N= 1

N1( 1)= 1.0    L1( 1)= 1.0    J1( 1)= .5  
N2( 1)= 1.0    L2( 1)= 1.0    J2( 1)= .5  
D( 1)= .582

CONFIGURATION N= 2

N1( 2)= 1.0    L1( 2)= 2.0    J1( 2)= 2.5  
N2( 2)= 1.0    L2( 2)= 2.0    J2( 2)= 2.5  
D( 2)= .028

CONFIGURATION N= 3

N1( 3)= 2.0    L1( 3)= 0.0    J1( 3)= .5  
N2( 3)= 2.0    L2( 3)= 0.0    J2( 3)= .5  
D( 3)= .043

PARAMETR K HANKEL FUNCTION

K1= 1.280    K2= 1.280    K3= 1.280    K4= 1.280    K5= 1.280

PARAMETERS INCIDENTE PARTICLE

ETA= .206            MAS= 3.000

CALCUL PARAMETERS

CONFIGURATION NO 1            PHASE CONVENTION 0

NMAX( 1)= 2  
MOSH( 1)= -.70711E+00  
MOSH( 2)= .70711E+00  
BLSJT( 1)= -.11200595E+00

CONFIGURATION NO 2            PHASE CONVENTION 0

NMAX( 2)= 3  
MOSH( 1)= .40825E+00  
MOSH( 2)= -.74536E+00  
MOSH( 3)= .40825E+00  
BLSJT( 2)= .14816207E-01

CONFIGURATION NO 3            PHASE CONVENTION 0

NMAX( 3)= 3  
MOSH( 1)= .45644E+00  
MOSH( 2)= .16667E+00  
MOSH( 3)= .45644E+00  
BLSJT( 3)= .43000000E-01

.10000E+00	.84162E-01	.41000E+01	.51133E-02	.81000E+01	.15467E-04	.12100E+02	.61876E-07
.20000E+00	.82875E-01	.42000E+01	.43918E-02	.82000E+01	.13443E-04	.12200E+02	.53996E-07
.30000E+00	.80749E-01	.43000E+01	.37743E-02	.83000E+01	.11685E-04	.12300E+02	.47122E-07
.40000E+00	.77814E-01	.44000E+01	.32454E-02	.84000E+01	.10159E-04	.12400E+02	.41126E-07
.50000E+00	.74111E-01	.45000E+01	.27920E-02	.85000E+01	.88332E-05	.12500E+02	.35896E-07
.60000E+00	.69696E-01	.46000E+01	.24031E-02	.86000E+01	.76816E-05	.12600E+02	.31332E-07
.70000E+00	.64635E-01	.47000E+01	.20694E-02	.87000E+01	.66813E-05	.12700E+02	.27351E-07
.80000E+00	.59009E-01	.48000E+01	.17829E-02	.88000E+01	.58115E-05	.12800E+02	.23877E-07
.90000E+00	.52913E-01	.49000E+01	.15366E-02	.89000E+01	.50558E-05	.12900E+02	.20845E-07
.10000E+01	.46450E-01	.50000E+01	.13250E-02	.90000E+01	.43989E-05	.13000E+02	.18199E-07
.11000E+01	.39734E-01	.51000E+01	.11429E-02	.91000E+01	.38279E-05	.13100E+02	.15891E-07
.12000E+01	.32886E-01	.52000E+01	.98627E-03	.92000E+01	.33314E-05	.13200E+02	.13876E-07
.13000E+01	.26029E-01	.53000E+01	.85140E-03	.93000E+01	.28996E-05	.13300E+02	.12117E-07
.14000E+01	.19288E-01	.54000E+01	.73523E-03	.94000E+01	.25241E-05	.13400E+02	.10581E-07
.15000E+01	.12783E-01	.55000E+01	.63514E-03	.95000E+01	.21974E-05	.13500E+02	.92410E-08
.16000E+01	.66236E-02	.56000E+01	.54885E-03	.96000E+01	.19133E-05	.13600E+02	.80710E-08
.17000E+01	.91111E-03	.57000E+01	.47443E-03	.97000E+01	.16661E-05	.13700E+02	.70494E-08
.18000E+01	.42703E-02	.58000E+01	.41023E-03	.98000E+01	.14509E-05	.13800E+02	.61575E-08
.19000E+01	.88537E-02	.59000E+01	.35483E-03	.99000E+01	.12637E-05	.13900E+02	.53787E-08
.20000E+01	.12792E-01	.60000E+01	.30699E-03	.10000E+02	.11008E-05	.14000E+02	.46987E-08
.21000E+01	.16956E-01	.61000E+01	.26566E-03	.10100E+02	.95892E-06	.14100E+02	.41048E-08
.22000E+01	.18646E-01	.62000E+01	.22999E-03	.10200E+02	.83544E-06	.14200E+02	.35862E-08
.23000E+01	.20568E-01	.63000E+01	.19915E-03	.10300E+02	.72792E-06	.14300E+02	.31333E-08
.24000E+01	.21855E-01	.64000E+01	.17248E-03	.10400E+02	.63431E-06	.14400E+02	.27377E-08
.25000E+01	.22547E-01	.65000E+01	.14942E-03	.10500E+02	.55278E-06	.14500E+02	.23922E-08
.26000E+01	.22697E-01	.66000E+01	.12948E-03	.10600E+02	.48178E-06	.14600E+02	.20903E-08
.27000E+01	.22375E-01	.67000E+01	.11222E-03	.10700E+02	.41993E-06	.14700E+02	.18267E-08
.28000E+01	.21659E-01	.68000E+01	.97287E-04	.10800E+02	.36506E-06	.14800E+02	.15963E-08
.29000E+01	.20626E-01	.69000E+01	.84358E-04	.10900E+02	.31912E-06	.14900E+02	.13951E-08
.30000E+01	.19359E-01	.70000E+01	.73162E-04	.11000E+02	.27823E-06	.15000E+02	.12193E-08
.31000E+01	.17903E-01	.71000E+01	.63465E-04	.11100E+02	.24260E-06	0.	0.
.32000E+01	.16350E-01	.72000E+01	.55065E-04	.11200E+02	.21154E-06	0.	0.
.33000E+01	.14748E-01	.73000E+01	.47785E-04	.11300E+02	.18448E-06	0.	0.
.34000E+01	.13173E-01	.74000E+01	.41476E-04	.11400E+02	.16089E-06	0.	0.
.35000E+01	.11706E-01	.75000E+01	.36056E-04	.11500E+02	.14033E-06	0.	0.
.36000E+01	.10346E-01	.76000E+01	.31263E-04	.11600E+02	.12241E-06	0.	0.
.37000E+01	.90920E-02	.77000E+01	.27150E-04	.11700E+02	.10678E-06	0.	0.
.38000E+01	.79423E-02	.78000E+01	.23582E-04	.11800E+02	.93153E-07	0.	0.
.39000E+01	.68965E-02	.79000E+01	.20486E-04	.11900E+02	.81272E-07	0.	0.
.40000E+01	.59528E-02	.80000E+01	.17799E-04	.12000E+02	.70912E-07	0.	0.

4

N CHANNELS=1

PARTICLE= 3.0      A NUCLEU= 14.0      Z PARTICLE= 2.0      Z NUCLEU= 7.0  
RO= .9210    ROI=2.2000    RC=1.2000    AL= .8070    ALI= .8040  
UR=175.80    W= 7.56    WD= 0.00

N CHANNELS=2

PARTICLE= 1.0      A NUCLEU= 16.0      Z PARTICLE= 1.0      Z NUCLEU= 8.0  
RO=1.1410    ROI=1.2600    RC=1.3000    AL= .7150    ALI= .4200  
UR= 50.00    W= 0.00    WD= 4.80

L TRANS=0      MAX PART WAU=14

STEP= .10      ELAB= 3.10      QR=9.200      RMAX=15.0

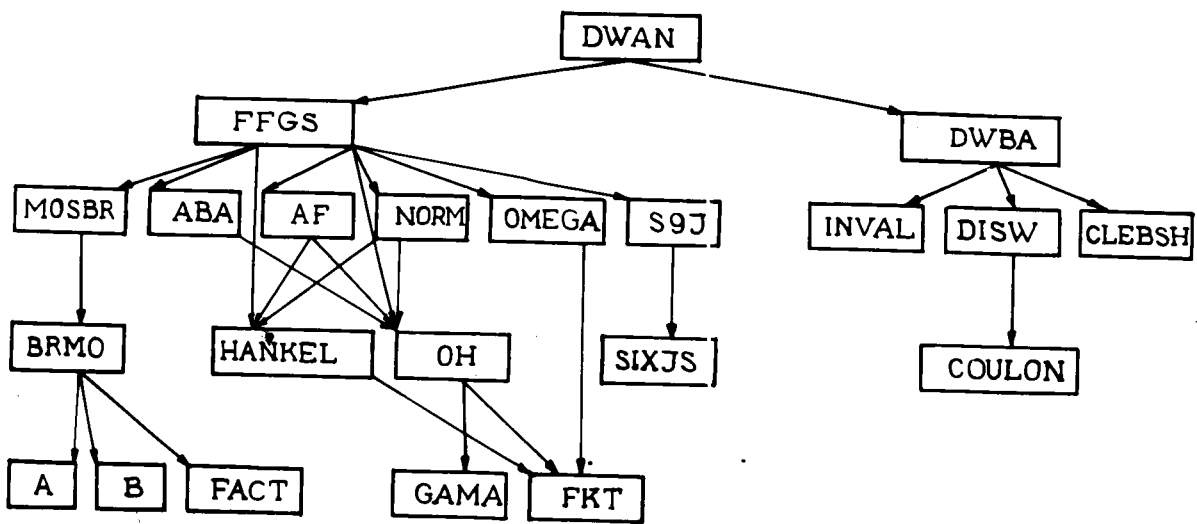
HORM= .92680000E+01

N.STEP=150

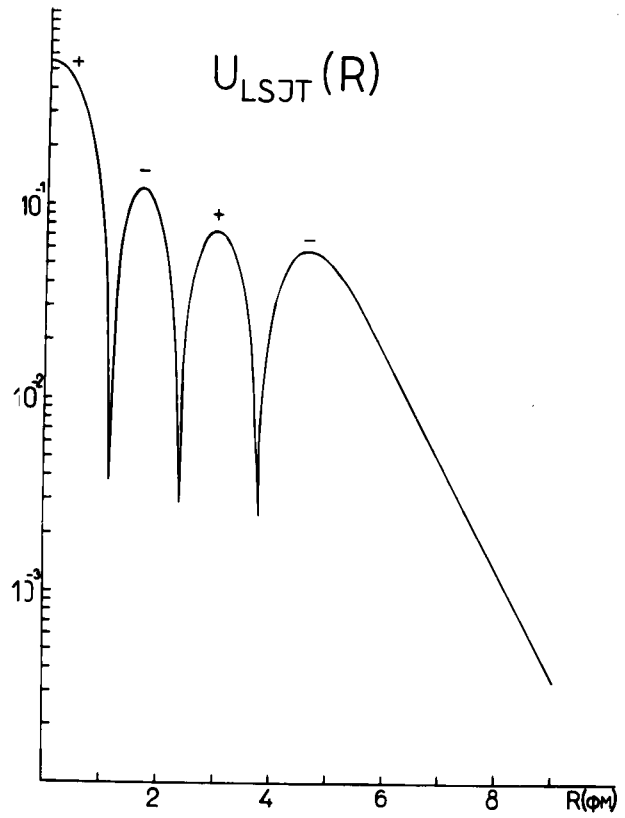
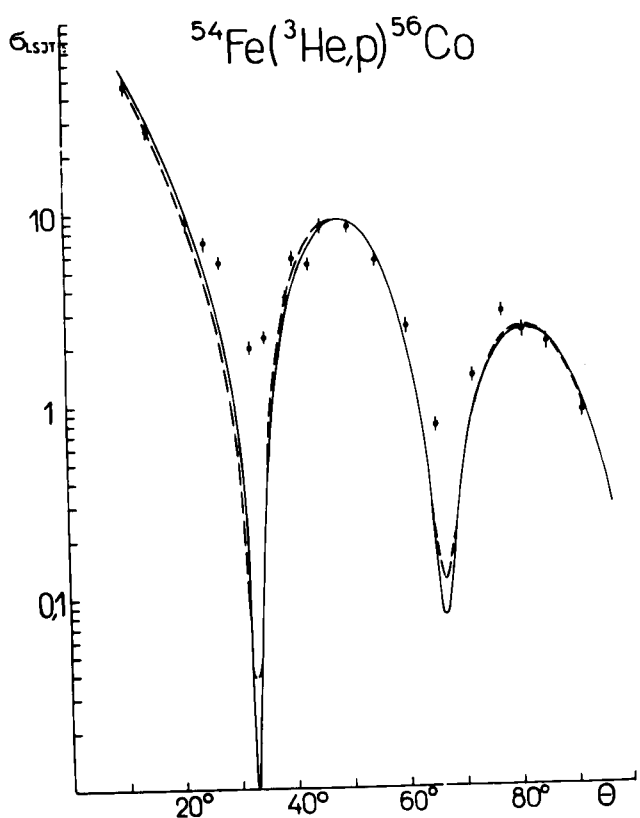
N STEP=150

THETA MIN=1      THETA STEP=1      THETA MAX=180

1.0	.12210E-02	73.0	.28591E-03	109.0	.30488E-03	145.0	.17363E-03
2.0	.12198E-02	74.0	.28413E-03	110.0	.29991E-03	146.0	.18096E-03
3.0	.12177E-02	75.0	.28295E-03	111.0	.29450E-03	147.0	.18928E-03
4.0	.12148E-02	76.0	.28235E-03	112.0	.28858E-03	148.0	.19797E-03
5.0	.12111E-02	77.0	.28228E-03	113.0	.28247E-03	149.0	.20758E-03
6.0	.12066E-02	78.0	.28272E-03	114.0	.27591E-03	150.0	.21789E-03
7.0	.12013E-02	79.0	.28362E-03	115.0	.26924E-03	151.0	.22883E-03
8.0	.11952E-02	80.0	.28494E-03	116.0	.26190E-03	152.0	.24336E-03
9.0	.11884E-02	81.0	.28664E-03	117.0	.25455E-03	153.0	.25242E-03
10.0	.11807E-02	82.0	.28867E-03	118.0	.24722E-03	154.0	.26494E-03
11.0	.11723E-02	83.0	.29099E-03	119.0	.23937E-03	155.0	.27787E-03
12.0	.11632E-02	84.0	.29354E-03	120.0	.23166E-03	156.0	.29114E-03
13.0	.11534E-02	85.0	.29628E-03	121.0	.22394E-03	157.0	.30467E-03
14.0	.11429E-02	86.0	.29917E-03	122.0	.21627E-03	158.0	.31839E-03
15.0	.11317E-02	87.0	.30214E-03	123.0	.20870E-03	159.0	.33223E-03
16.0	.11198E-02	88.0	.30514E-03	124.0	.20130E-03	160.0	.34611E-03
17.0	.11073E-02	89.0	.30814E-03	125.0	.19412E-03	161.0	.35994E-03
18.0	.10942E-02	90.0	.31108E-03	126.0	.18723E-03	162.0	.37365E-03
19.0	.10805E-02	91.0	.31390E-03	127.0	.18068E-03	163.0	.38718E-03
20.0	.10662E-02	92.0	.31657E-03	128.0	.17454E-03	164.0	.40043E-03
21.0	.10514E-02	93.0	.31942E-03	129.0	.16885E-03	165.0	.41332E-03
22.0	.10361E-02	94.0	.32126E-03	130.0	.16367E-03	166.0	.42578E-03
23.0	.10202E-02	95.0	.32319E-03	131.0	.15905E-03	167.0	.43775E-03
24.0	.10039E-02	96.0	.32480E-03	132.0	.15505E-03	168.0	.44914E-03
25.0	.98719E-03	97.0	.32605E-03	133.0	.15170E-03	169.0	.45989E-03
26.0	.97004E-03	98.0	.32691E-03	134.0	.14905E-03	170.0	.46994E-03
27.0	.95251E-03	99.0	.32734E-03	135.0	.14714E-03	171.0	.47923E-03
28.0	.93462E-03	100.0	.32732E-03	136.0	.14601E-03	172.0	.48769E-03
29.0	.91640E-03	101.0	.32684E-03	137.0	.14567E-03	173.0	.49529E-03
30.0	.89789E-03	102.0	.32587E-03	138.0	.14616E-03	174.0	.50196E-03
31.0	.87912E-03	103.0	.32439E-03	139.0	.14749E-03	175.0	.50768E-03
32.0	.85011E-03	104.0	.32241E-03	140.0	.14959E-03	176.0	.51241E-03
33.0	.84090E-03	105.0	.31992E-03	141.0	.15275E-03	177.0	.51612E-03
34.0	.82151E-03	106.0	.31691E-03	142.0	.15668E-03	178.0	.51878E-03
35.0	.80200E-03	107.0	.31339E-03	143.0	.16147E-03	179.0	.52039E-03
36.0	.78237E-03	108.0	.30938E-03	144.0	.16713E-03	180.0	.52093E-03



БЛОК-СХЕМА ПРОГРАММЫ



ЛИТЕРАТУРА.

1. A.P. Stamp, Nucl. Phys. 83(1966)232.
2. К.А. Гриднев, Л.В. Краснов, И.Н. Кухтина, *Аукцион В.К. В.И. Фурман*  
*Дубна*, Препринт ОЯИ, 2458 (1965).
3. S. Cohen, D. Kurath, Nucl. Phys. A141(1970)145.
4. I. Towner, I.C. Hardy, Nucl. Data A6(1969)153.
5. N.K. Glendenning, Phys. Rev. B137(1965)102.
6. I. Blomquist, A. Molinary, Nucl. Phys. A106(1963)545.
7. I. Towner, I.C. Hardy, Adv. Phys. 18(1969)407
8. Ф.М. Морс, Г. Фелбах. Методы теоретической физики,  
1958, том. 2, стр. 433.
9. J.M. Laget, J. Gastebois, Nucl Phys A122(1968)431.