

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗУ1.1g

X-71

9/11-76

P4 - 9278

423/2-76

С.Холан

ВЫЧИСЛЕНИЕ α -ШИРИН
В ОБОЛОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ
С ПОТЕНЦИАЛОМ ВУДСА-САКСОНА

(Программа на ФОРТРАНе)

1975

P4 - 9278

С.Холан

**ВЫЧИСЛЕНИЕ α ШИРИН
В ОБОЛОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ
С ПОТЕНЦИАЛОМ ВУДСА-САКСОНА**

(Программа на ФОРТРАНе)

I. Постановка задачи

Ширин α -распада сферических ядер вычисляются по интегральной формуле /1,2/. При использовании оболочечных функций для описания начального и конечного ядер и приближения $V_{\alpha A-1} = \sum_{i=1}^k V_i(r_i)$ для потенциала взаимодействия α -частицы с дочерним ядром (здесь $V_i(r_i)$ - ядерная часть самосогласованного поля) формула для α -ширин сферических ядер принимает вид /3/

$$\Gamma_{\alpha}^{if} = 2\bar{u} \sum_L \left| \sum_{\substack{P_i N_i \\ P_f N_f}} C^{P_i N_i} C^{P_f N_f} \sum_{\substack{j_{12} \\ j_{34}}} G_{P_i N_i P_f N_f}^{P_{\alpha} N_{\alpha} L} M_{P_{\alpha} N_{\alpha} L} \right|^2, \quad (1)$$

где $C^{P_i N_i}$, $C^{P_f N_f}$ - коэффициенты смешивания конфигураций $(P_i N_i)$ начального и $(P_f N_f)$ конечного ядер, P_{α} N_{α} - соответствующая конфигурация четырех улетающих частиц, а L - орбитальный момент α -частицы.

"Геометрический фактор" $G_{P_i N_i P_f N_f}^{P_{\alpha} N_{\alpha} L}$ выражается формулой

$$G_{P_i N_i P_f N_f}^{P_{\alpha} N_{\alpha} L} = \hat{J}_{P_i} \hat{J}_{N_i} \hat{J}_{P_f} \hat{J}_{N_f} \hat{L} \begin{Bmatrix} J_{P_f} & J_{N_f} & J_{P_i} \\ j_{12} & j_{34} & L \\ J_{P_i} & J_{N_i} & J_i \end{Bmatrix} \langle P_f P_{\alpha} || P_i \rangle \langle N_f N_{\alpha} || N_i \rangle, \quad (2)$$

где $\langle P_f P_{\alpha} || P_i \rangle$ и $\langle N_f N_{\alpha} || N_i \rangle$ - генеалогические коэффициенты отделения пары протонов P_{α} с суммарным моментом j_{12} и пары нейтронов N_{α} с моментом j_{34} /4/, причем суммирование по j_{12} и j_{34} ограничено \hat{J}_j символом ($\hat{J} = \sqrt{2J+1}$).

Матричный элемент $M_{P_{\alpha} N_{\alpha} L}$ имеет вид

$$M_{P_{\alpha} N_{\alpha} L} = \sqrt{\frac{k_{\alpha}}{\pi Q_{\alpha}}} \int_0^{\infty} \langle \psi_{P_{\alpha} N_{\alpha} L}(R) | F_L(R) | \psi \rangle dR, \quad (3)$$

где $F_L(R)$ - регулярная кулоновская функция, Q_α - энергия α -распада и $k_\alpha = \sqrt{2m_\alpha Q_\alpha}/\hbar$ - соответствующий волновой вектор. В формуле (3) введено обозначение

$$\Theta_{R, N_\alpha}^L(R) = \sqrt{8} S^{R, N_\alpha} R \Theta_{R, N_\alpha}^L(R), \quad (4)$$

причем

$$\Theta_{R, N_\alpha}^L(R) = \int V_\alpha(\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2, \vec{\xi}_3) Y_{L, M}^*(\Omega_{\vec{R}}) \left[\sum_{i=1}^4 V_i(r_i) \right] \Psi_{R, N_\alpha}^{L, M}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) d\vec{\xi}_1 d\vec{\xi}_2 d\vec{\xi}_3 d\Omega_{\vec{R}} \quad (5)$$

здесь $\Psi_{R, N_\alpha}^{L, M}$ - пространственная функция четырех нуклонов, формирующих α -частицу:

$$\Psi_{R, N_\alpha}^{L, M}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) = \sum_{m_1, m_2, m_3, m_4} C_{m_1, m_2, m_3, m_4}^{j_1, j_2, j_3, j_4} \sum_{m_1, m_2, m_3, m_4} C_{m_1, m_2, m_3, m_4}^{l_1, l_2, l_3, l_4} \sum_{m_1, m_2, m_3, m_4} C_{m_1, m_2, m_3, m_4}^{l_3, l_4, j_3, j_4} \Psi_{l_1, m_1}^{j_1}(\vec{r}_1) \Psi_{l_2, m_2}^{j_2}(\vec{r}_2) \Psi_{l_3, m_3}^{j_3}(\vec{r}_3) \Psi_{l_4, m_4}^{j_4}(\vec{r}_4) \quad (6)$$

Индексы 1, 2 относятся к протонам, 3, 4 - к нейтронам, а

$\Psi_{l_i, m_i}^{j_i}(\vec{r}_i)$ являются одночастичными волновыми функциями в самосогласованном оболочечном потенциале $V_i(r_i)$.

Фактор

$$S^{R, N_\alpha} = \frac{\sqrt{(2 - \delta_{l_1, l_2} \delta_{l_3, l_4} \delta_{j_1, j_2})(2 - \delta_{l_3, l_4} \delta_{l_1, l_2} \delta_{j_3, j_4})}}{2} \hat{j}_1 \hat{j}_2 \hat{j}_3 \hat{j}_4 \cdot \quad (7)$$

$$(-)^{l_1 + j_2 + l_3 + j_4 + 1} \begin{Bmatrix} l_2 & j_2 & 1/2 \\ j_1 & l_1 & j_2 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l_4 & j_4 & 1/2 \\ j_3 & l_3 & j_4 \end{Bmatrix}$$

есть результат суммирования по спиновым переменным. Внутренняя функция α -частицы имеет пространственную часть /3/

$$V_\alpha(\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2, \vec{\xi}_3) = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/4} \exp\left[-\frac{\beta}{2}(\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2)\right]; \quad \beta = 0.434 \text{ ферми}^{-2}. \quad (8)$$

Выше использовались переменные

$$\begin{aligned}\vec{\xi}_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{n}_1 - \vec{n}_2), \\ \vec{\xi}_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{n}_3 - \vec{n}_4), \\ \vec{\xi}_3 &= \frac{1}{2} (\vec{n}_1 + \vec{n}_2 - \vec{n}_3 - \vec{n}_4), \\ \vec{R} &= \frac{1}{4} (\vec{n}_1 + \vec{n}_2 + \vec{n}_3 + \vec{n}_4).\end{aligned}\quad (9)$$

Заметим, что функция $\mathcal{O}_{\rho, \mu, L}(R)$ при отсутствии потенциала $\left(\sum_{i=1}^4 V_i(\rho_i) \equiv 1 \right)$ аналогична формфактору для реакции передачи α -кластера.

2. Расчетные формулы

Основная трудность при расчете α -ширин по формулам, описанным выше, состоит в том, что при интегрировании в формуле (5) необходимо отделить внутренние переменные $\vec{\xi}_i$ от переменной центра тяжести \vec{R} в функции четырех частиц (6).

При использовании оболочечного базиса $\Psi_{\mu, \epsilon; j_i}^{m_i}(\vec{\rho}_i)$ осцилляторного типа эта задача решается аналитически с помощью техники Тальми-Мошинского /5/. Но осцилляторные функции являются плохой аппроксимацией оболочечных функций именно в области поверхности ядра /3/, важной для α -распада /6/. Метод выделения движения центра тяжести группы нуклонов в ядре, предложенный в работе /7/, является единственным, с помощью которого можно провести интегрирование в формуле (5) в случае произвольного вида самосогласованного оболочечного потенциала $V_i(\rho_i)$ и соответствующих им одночастичных функций $\Psi_{\mu, \epsilon; j_i}^{m_i}(\vec{\rho}_i)$.

Расчетные формулы, полученные этим методом, имеют вид

$$\Theta_{R_{2N_2}}^L(R) = C_1 C_2 \int_0^\infty d\xi_3' e^{-2A\xi_3'^2} \xi_3'^{12} \int_{-1}^{+1} d(\cos \Theta_{\xi_3}') \cdot \\ \left[A_{12}^{j_{12}}(R_{12}) U_{34}^{j_{34}}(R_{34}) + U_{12}^{j_{12}}(R_{12}) A_{34}^{j_{34}}(R_{34}) \right] \cdot \quad (10) \\ \sum_{k=0}^{\min(j_{12}, j_{34})} C_{k-k_0}^{j_{12} j_{34} L} \tilde{P}_{j_{12}}^k(\cos \Theta_{R_{12}}) \tilde{P}_{j_{34}}^k(\cos \Theta_{R_{34}}) \frac{2}{1+\delta_{k0}},$$

$$C_1 = 64 \frac{\hat{e}_1 \hat{e}_2 \hat{e}_3 \hat{e}_4}{L} \cdot \frac{\beta^{3/4}}{11^{3/4}}, \quad (10a)$$

$$C_2 = \frac{1+(-)^{e_1+e_2-j_{12}}}{2} \cdot \frac{1+(-)^{\xi_3'+\xi_4-j_{34}}}{2} \cdot \frac{1+(-)^{j_{12}+j_{34}-L}}{2}, \quad (10b)$$

где использованы переменные, определенные соотношениями

$$R_{12} = \sqrt{R^2 + \xi_3'^2 + 2R\xi_3' \cos \Theta_{\xi_3'}}, \quad \cos \Theta_{R_{12}} = \frac{R + \xi_3' \cos \Theta_{\xi_3'}}{R_{12}}, \quad (11) \\ R_{34} = \sqrt{R^2 + \xi_4'^2 - 2R\xi_4' \cos \Theta_{\xi_4'}}, \quad \cos \Theta_{R_{34}} = \frac{R - \xi_4' \cos \Theta_{\xi_4'}}{R_{34}}.$$

Через $\tilde{P}_j^k(\cos \Theta)$ обозначены присоединенные полиномы Лежандра, нормированные на величину $2/(2j+1)$. Функция $U_{12}^{j_{12}}(R_{12})$ выражается формулой

$$U_{12}^{j_{12}}(R_{12}) = \int_0^\infty d\xi_1' e^{-A\xi_1'^2} \xi_1'^{12} \int_{-1}^{+1} d(\cos \Theta_{\xi_1'}) Y_{l_1, e_{j_1}}(\eta_1) Y_{l_2, e_{j_2}}(\eta_2) \\ \left[Y_{l_1}(\eta_1) + Y_{l_2}(\eta_2) \right] \sum_{k=0}^{\min(l_1, l_2)} \frac{2}{1+\delta_{k0}} C_{k-k_0}^{e_1 e_2 j_{12}} \tilde{P}_{l_1}^k(\cos \Theta_{\xi_1'}) \tilde{P}_{l_2}^k(\cos \Theta_{\xi_2'}), \quad (12)$$

где

$$\eta_1 = \sqrt{R_{12}^2 + \xi_1'^2 + 2R_{12}\xi_1' \cos \Theta_{\xi_1'}}, \quad \cos \Theta_{\eta_1} = \frac{R_{12} + \xi_1' \cos \Theta_{\xi_1'}}{\eta_1}, \quad (13) \\ \eta_2 = \sqrt{R_{12}^2 + \xi_1'^2 - 2R_{12}\xi_1' \cos \Theta_{\xi_1'}}, \quad \cos \Theta_{\eta_2} = \frac{R_{12} - \xi_1' \cos \Theta_{\xi_1'}}{\eta_2}.$$

Для потенциала $V_i(r_i)$ используется обычная Вудс-саксоновская форма

$$V_i(r_i) = V_{0i} / (1 + \exp((r_i - r_{0i}) A^{1/3} \alpha_i)) \quad (14)$$

Здесь A - массовое число начального ядра, V_{0i} - глубина потенциала, r_{0i} и $\alpha_i = 1/a_i$ - радиальный параметр и обратная диффузность соответственно.

Радиальная часть оболочечных функций $\psi_{n_i, l_i, j_i}(r_i)$ является решением уравнения Шредингера с потенциалом $V_i(r_i)$ (14), к которому добавлены спин-орбитальное взаимодействие в виде

$$V_i^{so}(r_i) = \frac{\chi}{r_i} \frac{dV_i}{dr_i} (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{e}_i) \quad (15)$$

и кулоновское поле

$$V_i^c(r_i) = \begin{cases} \frac{(Z-1)e^2}{r_i} \left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r_i}{r_{0i} A^{1/3}} \right)^2 \right], & r_i \leq r_{0i} A^{1/3}, \\ \frac{(Z-1)e^2}{r_i}, & r_i \geq r_{0i} A^{1/3}, \end{cases} \quad (16)$$

где Z - заряд начального ядра.

Функция $A_{11}^{j_{12}}(R_{12})$ определяется формулой (12), в которой нужно положить $[V_1(r_1) + V_2(r_2)] \equiv 1$. Выражения для

$U_{34}^{j_{34}}(R_{34})$ и $A_{34}^{j_{34}}(R_{34})$ получаются из формул для $U_{12}^{j_{12}}(R_{12})$ и $A_{12}^{j_{12}}(R_{12})$ соответственно при замене переменной ξ_1 на ξ_2 и индексов 1,2 на 3,4. заметим, что в формулах (10) - (13) для удобства расчетов использовались переменные

$$\vec{\xi}_3 = \frac{1}{2} \vec{\xi}_2, \quad \vec{\xi}_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{\xi}_2 \quad \text{и} \quad \vec{\xi}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{\xi}_2.$$

3. Методы вычисления

Интегрирование по переменным ξ_1', ξ_2', ξ_3' проводится методом Гаусса-Эрмита, а по $\cos \theta_{\xi_1}', \cos \theta_{\xi_2}', \cos \theta_{\xi_3}'$ - методом Гаусса-Лежандра /8/, поскольку для реальных расчетов функции $\textcircled{4} \Psi_{n_1, n_2, L}(R)$ метод Симпсона является непрактичным из-за большой затраты машинного времени.

Проверка возможностей интеграций указанным способом делалась сначала для случая осцилляторных одночастичных функций $\Psi_{n_1, n_2, j}^{osc}(\vec{r})$ при отсутствии потенциала $(\sum_{i=1}^3 V_i(\lambda_i) \equiv 1)$, причем результаты сравнивались с точными результатами, полученными с помощью техники Тальми-Мошинского. Выбор оптимальных чисел узлов для интеграции в реальном случае потенциалов $V_i(\lambda_i)$ Вудс-саксоновской формы и соответствующих им одночастичных функций $\Psi_{n_1, n_2, j}^{osc}(\vec{r})$ делался путем сравнения результатов, полученных интегрированием по методу Гаусса, с результатами, полученными интегрированием по методу Симпсона с заданной относительной точностью. В итоге оказалось, что при интеграции по переменной ξ_1' оптимальное число узлов интеграции можно определить формулой

$$N_H = (n_1 + n_2 + \frac{\ell_1 + \ell_2 - j_{12}}{2} + 6) / 4 + 3, \quad (17)$$

а при интеграции по $\cos \theta_{\xi_1}'$ - соотношением

$$N_L / 2 = (n_1 + n_2 + \frac{\ell_1 + \ell_2 + j_{12}}{2} + 2) / 2 \quad (18)$$

и аналогично для ξ_2' и $\cos \theta_{\xi_2}'$. В свою очередь, для

интеграции по переменной ξ_3' оптимальное число узлов выражается формулой

$$N_H = (n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + \frac{\xi_1 + \xi_2 + \xi_3 + \xi_4 - L}{2} + \xi) / 4 + 5, \quad (19)$$

а по $\Theta_{\xi_3'}$ - соотношением

$$N_L / 2 = 5. \quad (20)$$

При таком режиме интеграций обеспечивается точность вычисления функции $\Theta_{R, N_{\alpha L}}(R)$ в среднем не хуже 5%.

Регулярную кулоновскую функцию $F_L(R)$ выгодно вычислять прямой интеграцией соответствующего уравнения Шредингера методом Фокса-Гудвина /9/. При вычислениях принималось, что кулоновское взаимодействие между α -частицами и дочерним ядром имеет вид потенциала равномерно заряженной сферы радиуса $R_c = \pi_c (A-4)^{1/3}$ и что энергия α -распада Q_α связана с экспериментальной энергией α -частицы соотношением /10/

$$Q_\alpha = E_\alpha \cdot (A/(A-4)) + 10^{-6} (65.3 Z^{3/2} r_c - 36. Z^{2/3} r_c). \quad (21)$$

Интеграция по переменной R в формуле (3) проводится простым методом прямоугольников в интервале от 3 до II ферми с шагом 0,1 ферми.

Окончательно, точность вычисления матричных элементов оказывается $\sim 5\%$.

4. Структура программы

Программа ALVER, оформленная в виде сабрутины, производит вычисление функции $\Theta_{R, N_{\alpha L}}(R)$, $F_L(R)$ и матричного элемента $M_{R, N_{\alpha L}}$.

Схема работы программы дана на рисунке. Подпрограммы SIXJS (для вычисления G_j -символов)*), CLEBSH (для вычисления коэффициентов Клебша-Гордана), COUL2 (для вычисления кулоновских функций) и INTER (для интерполяции таблиц функций) являются стандартными программами из библиотеки CDC-6200 (ОИЯИ). Подпрограмма WFWS находит энергии и волновые функции стационарных состояний в самосогласованном поле (I4), (I5), (I6) при заданных квантовых числах, n, ℓ, j и параметрах $V_0, \kappa_0, \alpha, \chi, A$ и Z . Подпрограмма PLG, специально написанная для программы ALYER, вычисляет присоединенные полиномы Лежандра $\tilde{P}_j^k(\cos \theta)$.

Для работы программы ALYER необходимо определить величины из следующих блоков:

```
COMMON IDATE(Z, A, E, AL
COMMON IN|AA, N1, L1, A11, N2, L2, A12, N3, L3, A13, N4, L4, A14, J12, J31
COMMON IRCF|RCF
COMMON IWS|RCP, RCN, AP, AN, VOP, VON, VSP, VSN
```

которые связаны с обозначениями, использованными выше, следующим образом:

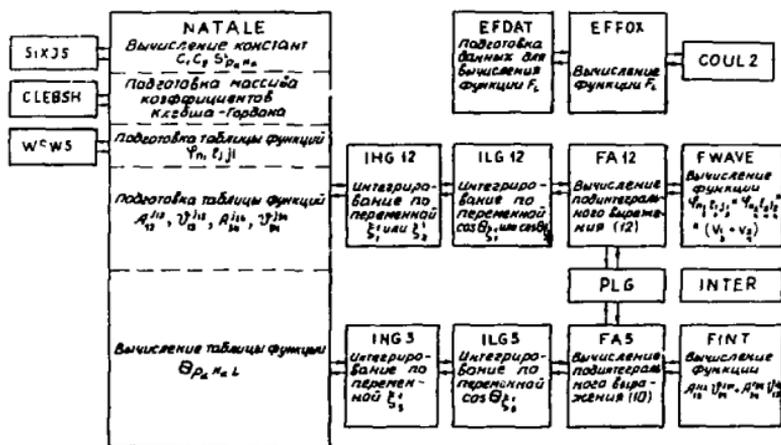
$$Z = Z, \quad A = AA = A,$$

$$E = E_\alpha \quad \text{или} \quad -Q_\alpha.$$

(При положительном значении величины E Q_α вычисляется согласно формуле (2I). При присвоении величине E отрицательного знака вычисление поправки на отдачу и экранировку (2I) обходится).

*) Для работы подпрограммы SIXJS надо заготовить массив факториалов FAC(80) с помощью подпрограммы FACT.

ALVER
Вычисление матричного элемента $M_{\mu, \mu}$.



$$AL = L ;$$

$$M1 = m_1, L1 = l_1, A11 = j_1, \text{ и. т. д. } ; J12 = j_{12}, J34 = j_{34} ;$$

$$RCF = r_c ;$$

$$RCP = r_{c1} = r_{c2}, RCH = r_{c3} = r_{c4}, AP = \alpha_1 = \alpha_2, AN = \alpha_3 = \alpha_4 ;$$

$$VCP = v_{c1} = v_{c2}, VCH = v_{c3} = v_{c4}, VSP = \kappa_1 = \kappa_2, VSM = \kappa_3 = \kappa_4 .$$

Величины с размерностью длины задаются в ферми, а величины с размерностью энергии – в МэВ.

Результаты вычислений по программе ALVER помещаются в следующих блоках:

```
COMMON IREZF/ FU(300), FNORM
COMMON IREZOY/ OY(300)
COMMON /SUM/ SUM
```

где в массивах FU и OY располагаются значения функций $F_L(R)$ и $\Theta_{R_c, N_c, L}(R)$ в интервале от 3 до 11,5 ферми с шагом 0,1 ферми. Величина FNORM соответствует константе $\sqrt{k_{\infty}/(CFQ_{\infty})}$. Окончательным результатом работы программы ALVER является величина SUM, соответствующая матричному элементу $M_{R_c, N_c, L}$.

5. Описание контрольного варианта

В приведенной в приложении программе MAIN дан пример использования сабрутины ALVER. В этой программе определены параметры потенциала Вудса-Саксона, а также величина R_c , тогда как остальные данные вводятся с перфокарт. В результате работы программы MAIN печатается вся информация, введенная с перфокарт, и величины Q_{∞} и $M_{R_c, N_c, L}$. При желании можно выдать на печать таблицы функций $\Theta_{R_c, N_c, L}(R)$ и $F_L(R)$.

В качестве контрольного варианта выбран расчет матричного элемента $M_{P_{\alpha} N_{\alpha} L}$, соответствующего конфигурации $P_{\alpha} = (\mu_1, \epsilon_1, j_1, \mu_2, \epsilon_2, j_2)_{j_1 j_2} = (1k, 2/2, 2d_{3/2})_5$; $N_{\alpha} = (\mu_3, \epsilon_3, j_3, \mu_4, \epsilon_4, j_4)_{j_3 j_4} = (2g_{3/2}, 3p_{3/2})_5$ для α - распада ядра ^{210}Bi с энергией $E_{\alpha} = 4,935$ МэВ и $L=10$.

6. Приложение

```

PROGRAM MAIN (INPUT, OUTPUT)
COMMON /DATA/Z,A,E,AL
COMMON /RCP/RCP
COMMON/N/AA,N1,L1,AJ1,N2,L2,AJ2,N3,L3,AJ3,N4,L4,AJ4,J12,J34
COMMON/C/D
COMMON /P1/PAC(80)
COMMON /WS/RCP,RCN,AP,AN,VOP,VON,VSP,VSN
COMMON /REZF/FU(300),FNORM
COMMON /REZOV/OV(300)
COMMON /SUM/SUM
1  FORMAT(7E10.3)
2  FORMAT(4(2I2,F4.1),2I2)
RCP=1.30$RCR=1.24$RCN=1.26$AN=1.5873$AP=AN$VSP=0.35$VSN=0.35$D=8
CALL FACT (80,PAC,D)
DO 500 II1=1,100
READ 1,Z,A,E,AL
PRINT 3,Z,A,E,AL
AA=ASAT=A
VOP=(22.8*Z+80.8*(AT-Z))/AT
VON=(22.8*(AT-Z)+80.8*Z)AT
READ 2,N1,L1,AJ1,N2,L2,AJ2,N3,L3,AJ3,N4,L4,AJ4,J12,J34
PRINT 4,N1,L1,AJ1,N2,L2,AJ2,N3,L3,AJ3,N4,L4,AJ4,J12,J34
3  FORMAT(15X,7E10.3)
4  FORMAT(15X,4(2I2,F4.1),2I2)
CALL ALVER
PRINT 25,E
25  FORMAT (/16X,3HQ=,F8.3)
PRINT 2000
2000  FORMAT(//26X,3H$SUM)
PRINT 2001,SUM
2001  FORMAT(/16X,4E20.10)
500  CONTINUE
END

```

Литература

.830E + 02 .210E + 03 .494 E+ 01 .100 E+ 02
0 5 4.5 1 2 1.5 1 4 4.5 2 1 0.5 5 5

Q = 5.002

SUM

.0034925406 - 19

Литература

1. С.Г.Кадменский, В.Е.Калегина. ЯФ,12,70 (1970).
2. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман. Сообщение ОИЯИ, P4-8729, Дубна,1975.
3. V.I.Furman, S.Holan, S.G.Kadmenski, G.Stratan. Preprint JINR E-9134, Dubna 1975.
4. H.D.Zeh. Z.Phys.175,490 (1963).
5. A.Sandulescu. Nucl.Phys.,37,332 (1962);
W.I.Furman, S.Holan, S.G.Kadmenski, G.Stratan. Nucl.Phys.,
A226, 131 (1974).
6. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман, С.Холан, В.Г.Хлебостров. Сообщение ОИЯИ,P4-8730, Дубна, 1975.
7. V.I.Furman, S.Holan, S.G.Kadmenski, G.Stratan. Nucl.Phys.
A239, 114 (1975).
8. В.И.Крылов. Приближенное вычисление интегралов. физматгиз, Москва, 1959.
9. L.Fox, E.T.Goodwin. Proc.Can.Phil.Soc., 45, 373 (1949).
10. И.Перльман, Дж.Расмуссен. Альфа-радиоактивность, III, Москва, 1959.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 ноября 1975 г.