

РАСЧЕТ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Д. А. Заикин, М. В. Мордовской, И. И. Осипчук

Учреждение Российской академии наук "Институт ядерных исследований РАН"

Приводится описание составленной Фортран-программы для расчета в оптической модели со связью каналов упругого и неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением низких уровней четно-четных деформированных ядер. Коллективные состояния ядер рассматриваются в модели жесткого аксиального и неаксиального ротатора. Программа позволяет рассчитывать усредненные по энергии сечения, поляризацию, а также дифференциальные сечения как для упругого, так и для неупругого рассеяния. Вклад в эти величины от реакций, идущих через составное ядро, может быть рассчитан по этой программе как с учетом, так и без учета влияния на него прямых реакций. Силовые функции и длина потенциального рассеяния также рассчитываются по этой программе. В качестве примера рассчитаны усредненные по энергии сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на неаксиальном ядре ^{192}Os в сравнении с экспериментом.

Введение

Существует большое количество расчетов рассеяния нейтронов в оптической модели со связью каналов на деформированных ядрах. В основном они касаются расчетов, в которых вращательные волновые функции ядра рассматриваются в модели жесткого аксиального ротатора. Расчеты рассеяния нейтронов на неаксиальных ядрах гораздо меньше. Авторам известны, например, расчеты рассеяния нейтронов на неаксиальных ядрах в модели мягкого ротатора [1] при такой энергии нейтронов, где вклад в рассчитываемые в этой работе усредненные по энергии сечения (в дальнейшем просто сечения) от процессов, идущих через составное ядро, мал. В работе [2] проводились измерения и расчеты сечений рассеяния нейтронов на неаксиальном ядре ^{192}Os при энергии нейтронов ~ 2 МэВ, где вклад от реакций, идущих через составное ядро в сечения возбуждения низколежащих уровней ядра мишени, уже велик. При энергиях налетающих нейтронов ~ 1 МэВ основной вклад в сечения возбуждения низколежащих уровней ядра мишени дают процессы, идущие через составное ядро. Знание механизма реакции с нейтронами до ~ 1 МэВ, в частности оптического потенциала, является важным и для расчетов таких реакций с нейтронами, как n, γ и деления.

В оптической модели S матрица представляется в виде $S = \langle S \rangle + S^{fl}$, где скобки означают усреднение

по энергии. Усредненная $\langle S \rangle$ матрица отвечает за вклад в сечение от прямых реакций, а S^{fl} – от реакций, идущих через составное ядро, $\langle S^{fl} \rangle = 0$. Алгоритм расчета некоторых матричных элементов $\langle S_{ab} \rangle$ для ротационных и вибрационных спектров ядер, возбуждаемых при рассеянии нейтронов, и вклада в сечения рассеяния нейтронов от прямых реакций досконально изложен в работе [3]. Для расчета реакций, идущих через стадию составного ядра, обычно используется статистическая теория Хаузера–Фешбаха (HF) или статистическая модель HRTW работы [4], расширяющая теорию HF при наличии прямых реакций. Расчеты сечений рассеяния нейтронов на ^{192}Os в работе [2] выполнялись в модели HRTW, при этом коллективные состояния ядра рассматривались как состояния жесткого неаксиального ротатора согласно модели Давыдова–Филлипова [5] для четно-четных неаксиальных ядер. Однако многие важные моменты, влияющие на результаты расчета, не освещаются авторами этой работы. Авторами не приводится параметризация плотностей уровней ядра мишени при энергиях возбуждения выше ~ 1 МэВ, распад составного ядра на которые с испусканием нейтрона является основным каналом распада в их расчетах и значит уменьшает компаунд сечения возбуждения низколежащих уровней ядра мишени, а также опущены существенные детали реализации алгоритма расчета рассеяния нейтронов по модели HRTW. Кроме того,

при подгонке параметров оптического потенциала для описания экспериментальных данных авторы не учитывают экспериментальные данные работы [6] по измерениям сечений неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровней 2_1^+ и 2_2^+ ядра ^{192}Os при энергиях налетающих нейтронов примерно до 0,8 МэВ. В связи с вышеизложенным нами составлена программа расчета рассеяния нейтронов на четно-четных деформированных ядрах с учетом вклада реакций, идущих через составное ядро, рассчитываемых как по теории HF, так и по модели HRTW. Низколежащие коллективные уровни ядра мишени описываются в программе моделью жесткого неаксиального и аксиального ротатора, причем для последней в реакциях с нейтронами возможен расчет рассеяния с возбуждением уровней не только основной вращательной полосы.

1. Расчет прямых реакций

Для связанных каналов в случае большого вклада в сечения рассеяния нейтронов реакций, идущих через составное ядро, следует знать полностью симметричную $\langle S \rangle$ матрицу (не унитарную). В работе [3] вычисляется лишь первая строка этой матрицы. В нашей программе вычисляется полностью $\langle S \rangle$ матрица. Это делается с помощью решения системы связанных уравнений (формула (8) работы [3]), циклически задавая граничные условия, соответствующие падающим волнам (соответствующих энергий) не только в упругом, но и во всех открытых неупругих каналах. Простой пример нахождения полной $\langle S \rangle$ матрицы для двухканального случая рассмотрен, например, в работе [7]. Для решения системы связанных уравнений используется подпрограмма INDEQ [3] (после корректировки начального условия в нуле для второй производной радиальных волновых функций с $l=1$), а для решения линейной системы уравнений при определении матрицы $\langle S \rangle$ из граничных условий – известная программа SIMQ. Все вычисления в программе ведутся с двойной точностью.

Базисными функциями каналов, описывающими вращательные состояния неаксиального ядра мишени в рамках теории Давыдова–Филиппова для четно-четных ядер, являются вращательные волновые функции ядра со спином I , относящиеся к полносимметричному представлению группы D_2

$$|IM\tau\rangle = \sum_{K \geq 0} |IMK\rangle A_{IK}^\tau. \quad (1)$$

Индекс τ нумерует волновые функции с одинаковыми IM , индекс K принимает четные значения $0, 2, \dots, I$ в случае четных I и четные значения $2, 4, \dots, I-1$ в случае нечетных I , а

$$|IMK\rangle = \left[\frac{2I+1}{16\pi^2(1+\delta_{K0})} \right]^{1/2} \left\{ D_{MK}^I + (-1)^I D_{M-K}^I \right\} \quad (2)$$

функции симметричного волчка, зависящие от трех углов Эйлера [5]. Коэффициенты A_{IK}^τ удовлетворяют соотношениям нормировки и ортогональности и зависят от параметра асимметрии γ . Этот параметр может быть вычислен, например, из экспериментального отношения энергий уровней ядра со спином $I=2$ первой аномальной и основной вращательных полос. Коэффициенты A_{IK}^τ для $I=2, K=0,2$ вычисляются по известным соотношениям (формулы (9,18) и (9,19) монографии [5]). Для состояний с $I=4$ для основной и первой аномальной вращательных полос эти коэффициенты приведены в табл. 9 [5] для некоторых значений γ . В данной программе в соотношении (1) мы ограничились максимальным значением $K=4$, что позволяет учитывать значения $I \leq 5$ для неаксиальных ядер. Однако в связи с тем, что для $I > 5$ компоненты волновой функции основной вращательной полосы с $K=6$ и т. д. малы, эти вращательные состояния также могут быть учтены в этой программе при расчете рассеяния нейтронов на неаксиальных ядрах. Коэффициенты A_{IK}^τ в данной программе являются вводимыми величинами. Для промежуточных значений γ по отношению к значениям, приводимым в табл. 9 [5], коэффициенты A_{IK}^τ находятся с помощью линейной аппроксимации квадратов коэффициентов, которые соответствуют ближайшим табулированным значениям γ . Такая аппроксимация позволяет сохранить условие нормировки A_{IK}^τ для промежуточных значений γ . При расчете прямых реакций на аксиальных ядрах γ полагается равным нулю, а коэффициенты A_{IK}^τ для ротационной полосы с индексом K равны $\delta_{K0}, \delta_{K2}, \delta_{K4}$. В данной программе максимальное количество связанных уровней ядра мишени равно 7, а количество связанных уравнений для вычисления $\langle S \rangle$ матрицы с полным моментом и четностью J^π не более 44. Потенциал взаимодействия налетающего нейтрона с ядром выбирается в виде потенциала оптической модели и содержит объемную, поверхностную и спин-орбитальную части, а его характерный радиус R зависит от деформации ядерной поверхности. В этой программе предусмотрена возможность расчета рассеяния нейтронов с двумя видами несферического потенциала $V(r, \theta, \phi)$ (зависящего от изо-спина ядра)

$$V(r, \theta, \phi) = -(V + iW)/(1 + e) - 4iW_d \bar{e}/(1 + \bar{e})^2 - V_{S0}(\bar{\sigma} \mathbf{1}) \left(\frac{\hbar}{m\pi c} \right)^2 \frac{\bar{e}}{(1 + \bar{e})^2} / \bar{a}r, \quad (3)$$

где $e = \exp[(r-R)/a]$; $\bar{e} = \exp[(r-\bar{R})/\bar{a}]$; $\tilde{e} = \exp \times$
 $\times [(r-\tilde{R})/\tilde{a}]$; $V(E) = V_0(E) - V_1 \frac{N-Z}{A}$; $W_d \equiv W_d(E)$; E –
энергия нейтрона в лабораторной системе; N, Z, A –
количество нейтронов, протонов в ядре мишени и его
атомное число соответственно, и

$$V(r, \theta, \varphi) = -Vf(r) - iW_d g(r) - V_{S0} \left(\frac{\hbar}{m\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \left| \frac{df}{dr} \right| \bar{\mathbf{1}}; \quad (4)$$

при этом $f(r) = 1/(1 + \exp[(r-R)/a])$, $g(r) = \exp \times$
 $\times \exp[-((r-R)/b)^2]$.

Входящие в соотношение (3) величины R анало-
гично \bar{R} (за исключением спин-орбитального потен-
циала, в котором не учитываются деформации) имеют вид

$$R = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\theta', \varphi') \right) =$$

$$= R_0 \{ 1 + \alpha_{20} Y_{20} + \alpha_{22} (Y_{22} + Y_{2-2}) + \alpha_{40} Y_{40} +$$

$$+ \alpha_{42} (Y_{42} + Y_{4-2}) + \alpha_{44} (Y_{44} + Y_{4-4}) \},$$

где $R_0 = r_0 A^{1/3}$; $\bar{R}_0 = \bar{r}_0 A^{1/3}$; $\tilde{R}_0 = \tilde{r}_0 A^{1/3}$; $Y_{\lambda\mu}^* =$
 $= (-1)^\mu Y_{\lambda-\mu}$. Углы θ', φ' характеризуют поверхность
ядра в системе координат, связанной с ядром. Для квад-
рупольной деформации используется параметризация

$$\alpha_{20} = \beta_2 \cos \gamma, \quad \alpha_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_2 \sin \gamma,$$

а для гексадекапольной деформации – параметризация,
предложенная в работе [8]

$$\alpha_{40} = \frac{\beta_4}{6} (5 \cos^2 \gamma + 1), \quad \alpha_{42} = \frac{\beta_4}{6} \sqrt{\frac{15}{2}} \sin 2\gamma,$$

$$\alpha_{44} = \frac{\beta_4}{6} \sqrt{\frac{35}{2}} \sin^2 \gamma.$$

При расчете рассеяния на аксиальных ядрах полагается
 $\gamma = 0$ и берутся соответствующие этому случаю коэф-
фициенты A_{IK}^τ . Переход в систему координат, связан-
ную с налетающим нейтроном, осуществляется с по-
мощью преобразования

$$Y_{\lambda\mu}^*(\theta', \varphi') = \sum_{\nu} D_{\nu\mu}^\lambda(\Omega) Y_{\lambda\nu}^*(\theta, \varphi), \quad (5)$$

где Ω задает ориентацию системы координат, связан-
ной с ядром. При расчете рассеяния нейтронов на акси-
альных ядрах процедура разложения потенциала по
сферическим функциям полностью аналогична проце-
дуре работы [3], за исключением того, что в разложе-
нии оптического потенциала, в котором учтены члены
разложения и по Y_{60} , $Y_{80}(\theta')$, интегрирование прово-

дится с помощью квадратурной формулы Симпсона.
При расчете сечения рассеяния нейтронов на неакси-
альных ядрах потенциал также разбивается на части:
диагональную и потенциал связи, причем в последнем
присутствуют члены, связывающие состояние неакси-
ального ядра с компонентами A_{IK}^τ , относящимися к
разным ротационным полосам. Диагональная часть в
случае неаксиальных ядер равна

$$V_{\text{diag}}(r) = \frac{1}{4\pi} \int V(r, \theta', \varphi') d\Omega' =$$

$$= \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d(\cos \theta') \int_0^\pi V(r, \theta', \varphi') d\varphi',$$

а потенциал связи представляется следующим образом:

$$V_c(\mathbf{r}) = \sum_{\lambda\mu} V_{\lambda\mu}^c(r) \frac{1}{\sqrt{2(1 + \delta_{\mu 0})}} \{ Y_{\lambda\mu}^*(\theta', \varphi') + Y_{\lambda-\mu}^*(\theta', \varphi') \};$$

$$V_{\lambda\mu}^c(r) = 4 \int_0^\pi d(\cos \theta') \int_0^\pi V_c(\mathbf{r}) \sqrt{\frac{2}{1 + \delta_{\mu 0}}} \text{Re} \{ Y_{\lambda\mu}(\theta', \varphi') \} d\varphi', \quad (6)$$

и суммирование в соотношении (6) ведется по четным
 λ, μ , причем $\mu \geq 0, \lambda \geq 2$. В разложении (6) в про-
грамме учитываются члены до Y_{80} , за исключением
членов с Y_{66} , поскольку мы не учитываем компоненты

A_{IK}^τ с $K = 6$. Вычисление двойных интегралов в вы-
ражении (6) проводится с помощью 32-точечной квад-
ратурной формулы Гаусса (с возможностью разбиения
интервалов интегрирования на любое количество рав-
ных частей), абсциссы и веса для которой взяты из [9].
Для вычисления матричных элементов потенциала меж-
ду базисными волновыми функциями полного момента и
четности в системе координат, связанной с налетающим
нейтроном, необходимо знать приведенные матричные
элементы по отношению к функциям (1). Учитывая (5),
нам необходимо вычислить приведенные матричные
элементы для $D_{\mu 0}^\lambda(\Omega)$ и $[D_{\mu\nu}^\lambda(\Omega) + D_{\mu-\nu}^\lambda(\Omega)]$. Для рас-
считываемого типа вращательных волновых функций
они равны

$$\langle I\tau \| D_{\mu 0}^\lambda(\Omega) \| I'\tau' \rangle = \sum_{K, K'} A_{IK}^\tau A_{I'K'}^{\tau'} \langle IK \| D_{\mu 0}^\lambda(\Omega) \| I'K' \rangle; \quad (7)$$

$$\langle IK \| D_{\mu 0}^\lambda(\Omega) \| I'K' \rangle = (2I' + 1)^{1/2} (I'K'\lambda 0 | IK),$$

для аналогичного соотношения $[D_{\mu\nu}^\lambda(\Omega) + D_{\mu-\nu}^\lambda(\Omega)]$

$$\langle IK \| D_{\mu\nu}^\lambda(\Omega) + D_{\mu-\nu}^\lambda(\Omega) \| I'K' \rangle = \frac{(2I' + 1)^{1/2}}{\sqrt{(1 + \delta_{K0})(1 + \delta_{K'0})}}$$

$$\{ (I'K'\lambda\nu | IK) + (-1)^{I'} (I' - K'\lambda\nu | IK) + (I'K'\lambda - \nu | IK) \}$$

и для $\nu = 2$ последнее выражение может быть сведено
к более простому соотношению (см. [5] с. 91). Вычис-

ление полного сечения σ_t и сечений прямой реакции с возбуждением n -го уровня ядра σ_{on}^{di} из упругого канала, коэффициентов проницаемости упругого канала производится в программе в полном соответствии с программой CCROT [3]. Вычисления дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния для прямых реакций производятся в программе полностью аналогично программе DIF2SCAT [3] (после исправления опечатки в этой работе на с. 97 в строке 19).

Матрица реакции $X_{m_s', m_s}^{M_n}(\theta, \varphi)$ возбуждения n -го уровня ядра со спином I_n из основного состояния ядра со спином $I = 0$ (соотношение (36) работы [3]) обладает свойствами, следующими из вращательной инвариантности и сохранения четности

$$\begin{aligned} X_{m_s', m_s}^{M_n}(\theta, \varphi) &= e^{i(m_s - M_n - m_s')\varphi} X_{m_s', m_s}^{M_n}(\theta, 0); \\ X_{m_s', m_s}^{M_n}(\theta, 0) &\equiv X_{m_s', m_s}^{M_n}(\theta) = \\ &= (-1)^{m_s - m_s'} (-1)^{I_n - M_n} X_{-m_s', -m_s}^{-M_n}(\theta). \end{aligned}$$

Для удобства вычисления поляризации нейтрона в результате реакции эта матрица может быть представлена в виде столбца высотой $2M_n + 1$, M_n -й элемент которого равен

$$X^{M_n}(\theta, \varphi) = e^{-iM_n\varphi} \begin{pmatrix} X_{++}^{M_n}(\theta) & X_{+-}^{M_n}(\theta)e^{-i\varphi} \\ X_{-+}^{M_n}(\theta)e^{i\varphi} & X_{--}^{M_n}(\theta) \end{pmatrix},$$

где $\pm \equiv m_s$, $m_s' = \pm 1/2$. Дифференциальное сечение прямой реакции с возбуждением уровня ядра со спином I_n при неполяризованных падающих нейтронах равно

$$\frac{d\sigma_{on}^{di}(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{2} Sp(XX^+) = \sum_{M_n} \left\{ \left| X_{++}^{M_n} \right|^2 + \left| X_{+-}^{M_n} \right|^2 \right\} = a(\theta).$$

Для вычисления поляризации рассеянных нейтронов с возбуждением n -го уровня ядра следует вычислить

$$\mathbf{P}_n = \frac{Sp(XX^+\vec{\sigma})}{Sp(XX^+)},$$

и после вычисления Sp по индексам M_n в числителе этого соотношения имеем

$$Sp(XX^+\vec{\sigma}) = a(\theta)I + ib(\theta)\vec{\sigma}\hat{n}, \quad (8)$$

где \hat{n} – единичный вектор в направлении $\vec{n} = \vec{k} \vec{k}'$ (\vec{k}, \vec{k}' – импульсы налетающего и рассеянного нейтрона в с.ц.м.),

$$b(\theta) = \sum_{M_n} i2 \operatorname{Im} \left\{ X_{++}^{M_n}(\theta) X_{-+}^{M_n*}(\theta) \right\}.$$

Как следует из (8), поляризация \mathbf{P}_n в прямой реакции с возбуждением уровня ядра со спином I_n будет равна

$$\mathbf{P}_n = i \frac{b(\theta)}{2a(\theta)} \hat{n}. \quad (9)$$

При вычислении поляризации с учетом реакций, идущих с образованием составного ядра, по теории HF следует учесть вклад от этих реакций в знаменателе (9), а по модели HRTW – вклад как в числителе (9), так и в знаменателе.

2. Расчет реакций с образованием составного ядра

Центральную роль при расчете флуктуационных сечений, отвечающих за реакции, идущих с образованием составного ядра, играет матрица проницаемости Сатчлера P [10]

$$P_{ab} = \delta_{ab} - \sum_c \langle S_{ac} \rangle \langle S_{bc}^* \rangle = \sum_c \langle S_{ac}^{fl} S_{bc}^{fl*} \rangle. \quad (10)$$

Статистическая теория Хаузера–Фешбаха подразумевает, что

$$\langle S_{ab}^{fl} S_{cd}^{fl*} \rangle = \delta_{ac} \delta_{bd} \langle \left| S_{ab}^{fl} \right|^2 \rangle. \quad (11)$$

Это означает, что матрица P диагональна. Однако при наличии связи каналов матрица P не диагональна. Используя $\langle S_{ab} \rangle$, полученные способом, изложенным в разделе 1, в программе вычисляются P_{ab} . При расчете сечений и дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов по теории Хаузера–Фешбаха используются диагональные значения $P_{aa} = T_a$ (коэффициенты проницаемости) и соотношение (11). При обобщении этой теории в присутствии прямых реакций вычисление σ_{ab}^{fl} производится согласно модели HRTW [4], основанной на унитарном преобразовании, диагонализующем матрицы P и $\langle S \rangle$ и позволяющем перейти к статистически независимым величинам, связанным с парциальными нейтронными ширинами резонансов составного ядра [11].

Унитарная матрица U , диагонализующая матрицы P и $\langle S \rangle$ так, что $\tilde{P} = UPU^+$ и $\langle \tilde{S} \rangle = U \langle S \rangle U^T$ становятся диагональными, может быть найдена с помощью итерационного метода вращений Якоби [12]. В работах, например, [13, 14] отмечалось, что в случае совпадения собственных значений матрицы P нахождение матрицы U при диагонализации матрицы P может не означать, что матрица $\langle S \rangle$ будет диагональной. В данной программе матрица U находится с помощью метода Якоби, диагоналируя симметричную матрицу $\langle S \rangle$. Для элементарного вращения параметры 2×2 матрицы U_2 определяются следующим образом. Симметричная комплексная 2×2 матрица A может быть диагонализирована с помощью унитарной матрицы U_2 так, что $A' = U_2 A U_2^T$ диагональная

$$A = \begin{pmatrix} f_1 e^{i\theta_1} & f_3 e^{i\theta_3} \\ f_3 e^{i\theta_3} & f_2 e^{i\theta_2} \end{pmatrix}, U_2 = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta e^{i\alpha} \\ -\sin\beta & \cos\beta e^{i\alpha} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где $f_3 \neq 0$, а параметры α и β определяются как следует ниже

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{f_1 \sin(\theta_1 - \theta_3) - f_2 \sin(\theta_2 - \theta_3)}{f_1 \cos(\theta_1 - \theta_3) + f_2 \cos(\theta_2 - \theta_3)};$$

$$\operatorname{ctg}2\beta = \frac{f_1 \cos(\theta_1 - \theta_3 - \alpha) - f_2 \cos(\theta_2 - \theta_3 + \alpha)}{2f_3};$$

$\operatorname{tg}\beta = \pm \sqrt{\operatorname{ctg}^2 2\beta + 1} - \operatorname{ctg}2\beta$, $\cos\beta = 1/\sqrt{\operatorname{tg}^2 \beta + 1}$, $\cos\beta = 1/\sqrt{\operatorname{tg}^2 \beta + 1}$, $\sin\beta = \operatorname{tg}\beta \cos\beta$, и знак перед корнем в выражении для $\operatorname{tg}\beta$ равен знаку значения $\operatorname{ctg}2\beta$. Диагонализация матрицы $\langle S \rangle$ указанным выше образом происходит в программе с использованием циклического метода Якоби с преградами [12]. В течение первого цикла Якоби устанавливается пороговое значение, равное примерно половине среднего модуля внедиагональных элементов матрицы $\langle S \rangle$, т. е.

$$\|\langle \bar{S} \rangle\|_E / 2N,$$

где $\|\langle \bar{S} \rangle\|_E$ – евклидова норма внедиагональной матрицы $\langle \bar{S} \rangle$; N – размер матрицы $\langle S \rangle$, равный числу открытых каналов для данного J^π . Если модуль внедиагонального элемента матрицы $\langle S \rangle$ меньше этого значения, вращение с его участием в этом цикле не происходит. После прохождения первого цикла пороговое значение уменьшается в $2N$ раз и цикл повторяется. Повторение циклов происходит до тех пор, пока пороговое значение, уменьшаемое каждый раз после прохождения цикла в $2N$ раз, не уменьшится более чем в 10^6 раз или когда оно станет меньше чем 10^{-12} . Средний модуль диагонализируемой матрицы при этом уменьшится примерно в 10^6 раз или станет $\sim 10^{-12}$. Если с самого начала он $\sim 10^{-12}$, матрица $\langle S \rangle$ не диагонализируется. После диагонализации матрицы $\langle S \rangle$, когда становится известна матрица U , диагонализируется матрица P , т. е. находится $\tilde{P} = UPU^+$. Диагонализацию матрицы P можно также провести с помощью итерационного метода Якоби, а затем по полученной матрице диагонализировать матрицу $\langle S \rangle$. В этом случае параметры матрицы U_2 более простым образом связаны с элементами диагонализируемой эрмитовой матрицы ($A' = U_2 A U_2^T$ – диагональная)

$$A = \begin{pmatrix} a & ce^{i\varphi} \\ ce^{-i\varphi} & b \end{pmatrix}; U_2 = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta e^{i\varphi} \\ -\sin\beta & \cos\beta e^{i\varphi} \end{pmatrix} \quad (13)$$

или

$$U_2 = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta e^{i\varphi} \\ -\sin\beta e^{-i\varphi} & \cos\beta \end{pmatrix};$$

$c \neq 0$, $\operatorname{ctg}2\beta = (a - b)/2c$, $\operatorname{tg}\beta = \pm \sqrt{\operatorname{ctg}^2 2\beta + 1} - \operatorname{ctg}2\beta$.

В другом варианте программы мы диагонализовали описанным выше методом Якоби сначала матрицу P . Проверка диагональности полученной затем матрицы $\langle \tilde{S} \rangle$ проводилась для примера расчета в разделе 3 этой работы при некоторых энергиях. Сравнение обоих вариантов проводилось для ряда матриц $\langle S \rangle$ и P . Матрицы P после диагонализации были одинаковые в пределах заданной точности диагонализации, а матрицы $\langle S \rangle$ после диагонализации отличались в тех же пределах лишь фазами диагональных элементов при равных модулях. Дифференциальные сечения, поляризации и сечения для примера расчета в разделе 3 при энергии налетающих нейтронов $E_n = 0,631$ МэВ были одинаковые, как и сечения для всех остальных рассчитываемых энергий. Это показывает, что в практических расчетах можно пренебречь случаем совпадения собственных значений матрицы P или, по крайней мере, это можно контролировать.

После диагонализации матрицы P , когда становятся известны обобщенные коэффициенты проницаемости p_a , находятся коэффициенты усиления упругого рассеяния W_a . В отличие от работы [4], они вычисляются по формулам (4), (5) работы [15]

$$W_a = 1 + 2/[1 + p_a^F] + 87 \left[(p_a - \bar{p}) / \sum_c p_c \right]^2 \left(p_a / \sum_c p_c \right)^2,$$

где все входящие в это соотношение величины определяются в соответствии с этой работой. Как показано в этой работе, формула для W_a является более подходящей при наличии сильно и слабо поглощающих каналов. В итерационной процедуре при вычислении параметров V_a (формулы (2.10a) и (2.10b) работы [4]) в программе предусмотрена возможность любого количества итераций. Это дает возможность точнее вычислять σ_{ab}^{fl} и позволяет точнее достигать равенство сумм сечений упругих и неупругих реакций, идущих через составное ядро, для расчетов по теории HF и по модели HTRW. Так, с 9 итерациями в расчетах сечений при энергии нейтрона до 1 МэВ в разделе 3 данной статьи вышеупомянутое равенство сумм достигается с точностью до $\sim 10^{-4}$ барн. Это равенство является следствием унитарности S матрицы, поскольку из нее следует

$$\sigma_a^c = \sum_b \sigma_{ab}^{fl} = \sigma_t - \sum_b \sigma_{ab}^{di},$$

где σ_a^c – сечение образования компаунд-ядра из канала a , и крайняя правая часть этого соотношения определяется только оптическим потенциалом и матрицей $\langle S \rangle$.

Формулы для расчета флуктуационного вклада в дифференциальные сечения и поляризацию в модели HRTW достаточно громоздки и здесь не приводятся. Проверка правильности программирования соотношений для дифференциальных сечений как для прямых реакций, так и для реакций с образованием составного ядра производится в программе с помощью численного интегрирования их по телесному углу и сравнения результата с соответствующими значениями для сечений.

В программе предусмотрена возможность учета γ -канала распада составного ядра. Для расчета γ -канала необходимо вычислить радиационные коэффициенты проницаемости T_γ . Расширение модели HRTW для учета γ -канала рассмотрено, например, в работе [16]. В присутствии γ -канала обобщенные коэффициенты проницаемости p_a связаны с параметрами V_a (эффективные коэффициенты проницаемости) следующим образом:

$$V_a = p_a \left[1 + \frac{V_a}{\sum_a V_a + T_\gamma} (W_a - 1) \right]^{-1} \quad (14)$$

и итерации в этом уравнении для нахождения V_a ведутся только в отношении V_a . Коэффициент усиления упругого канала W_a в присутствии слабого γ -канала вычисляется как и прежде, но с учетом γ -канала (T_γ разбивается равным образом, по крайней мере, на два канала). Использование другой итерационной формулы для нахождения V_a (формула (11) работы [16]), как показали расчеты примера в разделе 3 статьи с разумными значениями T_γ , приводит к тем же самым результатам. В данной программе T_γ для состояний составного ядра с полным моментом и четностью J^π вычисляются с помощью экспериментального значения радиационной силовой функции $S_{\gamma 0} = \bar{\Gamma}_\gamma / D_0$

$$T_\gamma^{J^\pi} = 2\pi(2J+1)S_{\gamma 0}.$$

Более детальные вычисления коэффициентов проницаемости $T_\gamma^{J^\pi}$ (т. е. учет зависимости их от энергии нейтрона, детальная зависимость их от полного момента составного ядра) могут быть выполнены, например, аналогично [17]. При вычислении сечений реакций рассеяния нейтронов с образованием составного ядра по теории Хаузера–Фешбаха к сумме по всем открытым каналам $\sum_a T_a^{J^\pi}$ в знаменателях соответствующих вы-

ражений добавляется $T_\gamma^{J^\pi}$, а по модели HRTW еще и $T_a^{J^\pi}$ заменяются на $V_a^{J^\pi}$ и выполняется соответствующая процедура преобразований.

Если энергия налетающего нейтрона находится в диапазоне, когда возможно возбуждение густо расположенных неколлективных уровней ядра мишени (континуум), то в программе производится учет процесса распада составного ядра на эти уровни в рамках теории HF или модели HRTW. Коэффициенты проницаемости для расчета сечений этого процесса находятся при решении одноканальной задачи рассеяния нейтронов в оптическом потенциале $V_{\text{diag}}(r)$ в соотношении (6). С фиксированным шагом по энергии для орбитального и полного моментов нейтрона l и j вычисляются коэффициенты проницаемости $T_{lj}(E)$ в диапазоне энергии от 0 до $E_{cm} - E_c$, где E_c – энергия наивысшего уровня ядра мишени, рассматриваемого как дискретный, E_{cm} – энергия упругого канала. Затем находятся интегральные коэффициенты проницаемости

$$\bar{T}_{lj} = \int_{E_c}^{E_{cm}} T_{lj}(E_{cm} - E^*) \rho(E^*) dE^*,$$

где $\rho(E^*)$ – плотность уровней остаточного ядра с энергией возбуждения E^* . Для описания плотности уровней используется приближение постоянной ядерной температуры $\rho(E^*) = C_T \exp(E^*/T)$, где T – ядерная температура и C_T – свободные параметры в определенных диапазонах. Интегральные коэффициенты \bar{T}_{lj} распределяются по $2I_{\text{max}}^c + 2$ уровням остаточного ядра с целым спином I от 0 до I_{max}^c обеих четностей домножением \bar{T}_{lj} на функцию спиновой плотности уровней определенной четности

$$f(I, \pi_I) = \frac{2I+1}{2} \frac{e^{-(I+1/2)^2} / 2\sigma^2}{2\sigma^2},$$

где σ – параметр спинового обрезания. Определение возможных l и j при распаде состояния составного ядра со спином и четностью J^π на каждый из $2I_{\text{max}}^c + 2$ уровней ядра мишени производится с помощью подпрограммы COUCH из работы [3]. Если соответствующий коэффициент проницаемости меньше 10^{-4} , такой канал не учитывается. При вычислении сечений реакции с образованием составного ядра по теории HF в знаменателях соответствующих выражений добавляется $\sum_c \bar{T}_c^{J^\pi}$ – сумма усредненных коэффициентов по

всем каналам из области континуума (в программе количество таких каналов для данного J^π не более 150).

Поскольку матрица проницаемости P для данного J^π диагональна по отношению к индексам каналов континуума, то в модели HRTW ее диагонализация проводится лишь по отношению к связанным каналам описанным выше образом и находятся обобщенные коэффициенты проницаемости p_a . Коэффициенты усиления упругого рассеяния W_a находятся теперь и для каналов континуума, а затем находятся и эффективные коэффициенты проницаемости V_a , согласно (14). Вы-

числение вторых моментов $\langle S_{0a}^{fl} S_{0b}^{fl*} \rangle$, где a, b – индексы связанных каналов, 0 – индекс упругого канала, необходимых для вычисления компаунд-сечений, включая дифференциальные и поляризацию нейтронов в модели HRTW, производится с помощью обратного преобразования (соотношение (2.11) из [4]). С учетом того, что матрица преобразования U единичная по индексам каналов континуума и $U_{ac} = 0$, если c – индекс канала континуума, с помощью обратного преобразования находят-ся и $\langle |S_{0c}^{fl}|^2 \rangle$, сумма которых по c определяет полное сечение неупругого рассеяния нейтронов с распадом составного ядра в область уровней континуума σ_{cont} .

Для вычисления нейтронных силовых функций в программе используется следующее выражение для $\langle S_{ab} \rangle$ в отсутствие недиагональных членов [18]:

$$\langle S_{ab} \rangle = \delta_{ab} \exp(i2\varphi_a) \exp(-\pi \bar{\Gamma}_a / D_a),$$

где $\bar{\Gamma}_a / D_a$ – усредненное значение отношения парциальной упругой ширины нейтронных резонансов к расстоянию между ними. Из соотношения

$$T_a = 1 - \langle |S_{aa}|^2 \rangle$$

находим следующее выражение для $\bar{\Gamma}_a / D_a$ с точностью до членов 2-го порядка на $\bar{\Gamma}_a / D_a$:

$$2\pi \bar{\Gamma}_a / D_a = 1 - \sqrt{1 - 2T_a}. \quad (15)$$

Таким образом, вычисляя коэффициенты проницаемости T_a при энергии ниже порога возбуждения первого уровня (в программе это 10–20 кэВ), приводим полученные $\bar{\Gamma}_a / D_a$ к энергии упругого канала 1 эВ. После усреднения их по полному моменту для данного l , получаем s -, p - и d -нейтронные силовые функции. Считается, что энергетическая зависимость l -силовой функции от энергии канала такая же, как и энергетическая зависимость соответствующей ширины одночастичного резонанса в сферически-симметричной прямоугольной потенциальной яме радиусом R (в программе $R = 1,35A^{1/3}$ фм). Для вычисления длины потенциального рассеяния R' используется предыдущее

выражение для $\langle S_{ab} \rangle$ с фазой для s -волнового рассеяния $\varphi_s = kR'$, k – волновое число нейтрона, связанное с его импульсом в с.ц.м. Значение R' находится из следующего выражения:

$$|1 - \langle S_{aa} \rangle|^2 = 2 - T_a - 2 \langle |S_{aa}| \rangle \cos 2kR',$$

где a – канал с $J^\pi = 1/2^+$ и в правой части этого соотношения полагается

$$\langle |S_{aa}| \rangle \simeq 1 - \pi \frac{\bar{\Gamma}_a}{D_a} + \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{\bar{\Gamma}_a}{D_a} \right)^2,$$

а $\pi \bar{\Gamma}_a / D_a$ вычисляются согласно формуле (15). Поскольку ниже порога возбуждения первого уровня матрица $\langle S \rangle$ диагональна, вычисления в этой области удобно проводить по теории Хаузера–Фешбаха, так как модель HRTW в этом случае дает тот же результат.

3. Пример расчета

В качестве примера расчета по составленной программе мы рассчитали сечения рассеяния нейтронов на ядре ^{192}Os в диапазоне энергий налетающих нейтронов $\sim 0,2 \div 5$ МэВ, а также s -, p -, d -силовые функции и длину потенциального рассеяния R' . В расчетах ядро ^{192}Os рассматривается как жесткий неаксиальный ротатор в модели Давыдова–Филиппова [5]. Измерения и расчеты полных сечений, дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния с возбуждением уровней 2_1^+ , 2_2^+ и 4_1^+ для этого ядра при энергиях нейтронов 2,5 и 3,94 МэВ проводились в работе [2]. Зависящие от энергии налетающего нейтрона параметры оптического потенциала вида (3), подогнанные для описания экспериментальных данных, приведены в табл. III [2]. Параметры деформации ядра ^{192}Os , используемые

в их расчетах, следующие: $\beta_2 = 0,15 \pm 0,005$, $\beta_4 = -0,03 \pm 0,01$. В расчетах по модели жесткого неаксиального ротатора [5] авторы [2] использовали $\beta_2 = 0,16 \pm 0,005$ и параметр асимметрии $\gamma = 28,2^\circ$, найденный из вероятности электрического перехода $B[E2(0_1^+ \rightarrow 2_1^+)]$ и квадрупольного момента первого возбужденного состояния. В расчетах авторы [2] учитывали связь семи уровней ядра ^{192}Os (0_1^+ , 2_1^+ , 2_2^+ , 4_1^+ , 3_2^+ , 4_2^+ , 6_1^+).

Используя потенциал, средние параметры деформации и параметр асимметрии работы [2], мы рассчитали полные сечения и сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровней в диапазоне энергий $\sim 0,2 \div 1,1$ МэВ, а также полные сечения (с помо-

стью оптической теоремы для $\langle S \rangle$ матрицы) в диапазоне $1,1 \div 5$ МэВ по энергии налетающего нейтрона. В диапазоне $\sim 0,2 \div 1,1$ МэВ для ^{192}Os сечение (n, γ) -захвата ~ 50 мбарн [19], что, как показывают расчеты, составляет 1,5 % от сечения образования составного ядра. В первом приближении при совместном расчете влияние (n, γ) -захвата на сечение упругого и неупругого рассеяния нейтронов через составное ядро будет также примерно по 1,5 %. На основании этого, мы также пренебрегали в расчете сечений рассеяния нейтронов γ -каналом и полагали $S_{\gamma 0} = 0$. Коэффициенты вращательных волновых функций состояний ядра A_{JK}^{τ} , записанные в виде столбца по $K = 0, 2, 4$ семи уровней ядра ^{192}Os , рассчитанные по табл. 9 [5] для $\gamma = 28,2^\circ$ и используемые нами в вычислениях, следующие:

$$A_0^1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad A_2^1 = \begin{pmatrix} 0,92062 \\ 0,39047 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad A_2^2 = \begin{pmatrix} -0,39047 \\ 0,92062 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad A_4^1 = \begin{pmatrix} 0,77802 \\ 0,62131 \\ 0,09232 \end{pmatrix},$$

$$A_3 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad A_4^2 = \begin{pmatrix} -0,5891 \\ 0,69242 \\ 0,4138 \end{pmatrix}, \quad A_6^1 = \begin{pmatrix} 0,70248 \\ 0,67989 \\ 0,20973 \end{pmatrix}.$$

Энергии возбуждения этих уровней, рассматриваемых в расчетах как связанные при вычислении сечений рассеяния нейтронов, брались из [20]. Результаты расчета полного сечения показаны на рис. 2 (кривая 1) в сравнении с экспериментом [2], а для сечения возбуждения уровня 2_1^+ – на рис. 1 (расчет по модели HRTW – кривая 3) в сравнении с экспериментом [6]. В расчетах учитывалось девять волн налетающих нейтронов ($l_{\max} = 8$). Если наши расчеты полного сечения хорошо описывают соответствующие экспериментальные данные [2] и отличаются от расчета полного сечения авторов работы [2] не более 2 %, то расчет сечения возбуждения уровня 2_1^+ существенно отличается от эксперимента [6]. Расчетные значения s - и p -силовых функций нейтрона в единицах 10^{-4} , рассчитанные из $\langle S \rangle$ матрицы при энергии нейтрона $E_{\text{лаб}} = 20$ кэВ, следующие: $S_0 = 3,683$, $S_1 = 0,419$. Экспериментальные значения этих величин для ^{192}Os равны: $S_0 = 2,4 \mp 0,5$ [21], $S_0 = 0,6_{-0,2}^{+0,9}$ [22]; $S_1 = 0,73_{-0,39}^{+0,51}$ [21]. Поскольку с потенциалом из работы [2] расчеты сечений дают существенное отличие от эксперимента [6], а расчетное значение S_0 сильно отличается от экспериментальных значений [21,22], мы провели расчеты, изменив часть параметров оптического потенциала [2] для энергии нейтронов $< 1,6$ МэВ (параметр β_2 в дальнейших наших расчетах равен 0,15). Удовлетворительное описание экспериментальных данных работ [6, 21, 22] было достигнуто при следующих значениях параметров потен-

циала вида (3): $V = 47$ МэВ, $r_0 = 1,27$ фм, $a = 0,7$ фм, $\bar{a} = 0,5$ фм (остальные параметры те же, что и в [2]). Для плавного перехода к параметрам потенциала [2] при энергии налетающего нейтрона 1,6 МэВ ($V = 45,224$ МэВ, $r_0 = 1,26$ фм, $a = 0,64$ фм, $\bar{a} = 0,47$ фм) глубина действительной части оптического потенциала после энергии нейтрона $E_{\text{лаб}} = 1$ МэВ плавно уменьшалась (квадратичным образом с перегибом), достигая при $E_{\text{лаб}} = 1,6$ МэВ значения потенциала работы [2]. Плавное уменьшение остальных измененных параметров потенциала начиналось с 1,2 МэВ. Для более плавного перехода в зависимости полного сечения в диапазоне энергий нейтрона 1–1,6 МэВ вводилось объемное поглощение с максимумом при $E_{\text{лаб}} = 1,3$ МэВ равным 0,2 МэВ и квадратичным спадом до нуля на краях диапазона. Результаты расчета полного сечения рассеяния нейтронов представлены на рис. 2 (кривая 2). Расчеты сечений возбуждения уровней 2_1^+ и 2_2^+ в зависимости от энергии нейтрона в л.с. представлены на рис. 1 в сравнении с экспериментальными данными работы [6]. На рис. 1 представлены расчеты сечений как по теории HF, так и по модели HRTW, а также вклад в сечение возбуждения уровня 2_1^+ от прямой реакции.

На кривых 1, 2 и 3 этого рисунка хорошо видны изломы при энергиях налетающего нейтрона, соответствующих открытию каналов распада составного ядра на уровни 2_2^+ и 3_1^+ ядра ^{192}Os . Распад составного ядра на эти уровни с испусканием нейтрона является сильно конкурирующим каналом распада. Уровни 2_2^+ и 3_1^+ остаточного ядра имеют невысокий спин, и это дает возможность состояниям составного ядра с небольшим полным моментом распадаться на эти уровни с испусканием нейтрона с небольшим орбитальным моментом, что приводит к быстрому возрастанию в зависимости от энергии соответствующих сечений вблизи их порогов. Полный и орбитальный моменты нейтрона при распаде составного ядра на уровень 2_1^+ такие же, как и при распаде на уровень 2_2^+ ; количество совпадающих с ними моментов при распаде на уровень 3_1^+ больше, чем при распаде составного ядра на уровень 4_1^+ . Поэтому распады составного ядра на уровни 2_2^+ и 3_1^+ сильно влияют на сечение неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровня 2_1^+ .

Расчетные значения s -, p -, d -нейтронных силовых функций в единицах 10^{-4} и длины потенциального рассеяния в ферми, полученные с измененным оптическим потенциалом для $E_{\text{лаб}} < 1,6$ МэВ, рассчитанные так же, как и ранее, следующие: $S_0 = 1,841$; $S_1 = 1,112$; $S_2 = 3,432$; $R' = 9,14$ (как отмечалось ранее, расчеты компаунд-сечений ниже порога возбуждения первого уровня по теории HF и модели HRTW дают одинаковый результат). На рис. 1 видно, что расчеты неупругих

сечений по теории HF превышают соответствующие расчеты по модели HRTW, что связано с усилением сечений упругого рассеяния через составное ядро в модели HRTW за счет таких же неупругих сечений. С увеличением энергии налетающего нейтрона различие в расчетах для двух подходов уменьшается, поскольку увеличивается число каналов распада составного ядра, и компаунд сечения с распадом ядра на отдельный низ-

ко-лежащий уровень ядра уменьшаются при повышении сечения прямого неупругого рассеяния. Как показывают расчеты, максимальное абсолютное отличие, например, для неупругого сечения с возбуждением уровня 2_1^+ ядра ^{192}Os будет при энергии нейтронов $\sim 0,5$ МэВ и соответствует максимальному значению сечения с образованием составного ядра.

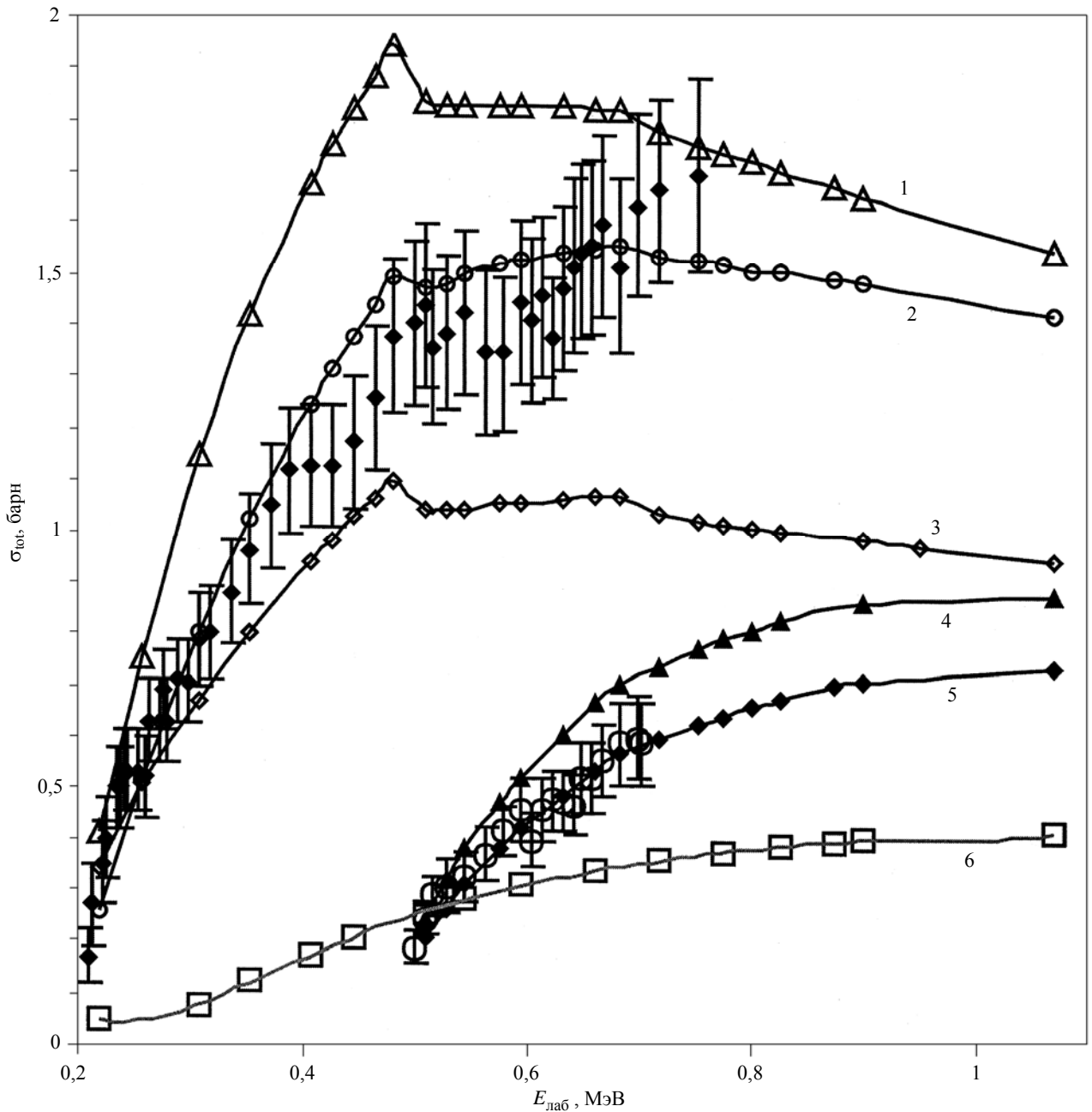


Рис. 1. Сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровней 2_1^+ и 2_2^+ ядра ^{192}Os : 1, 4 – расчет по HF; 2, 5 – расчет по HRTW; 6 – вклад прямой реакции для уровня 2_1^+ ; 3 – расчет с параметрами потенциала [2] ($\beta_2 = 0,16$). Экспериментальные значения – [6]

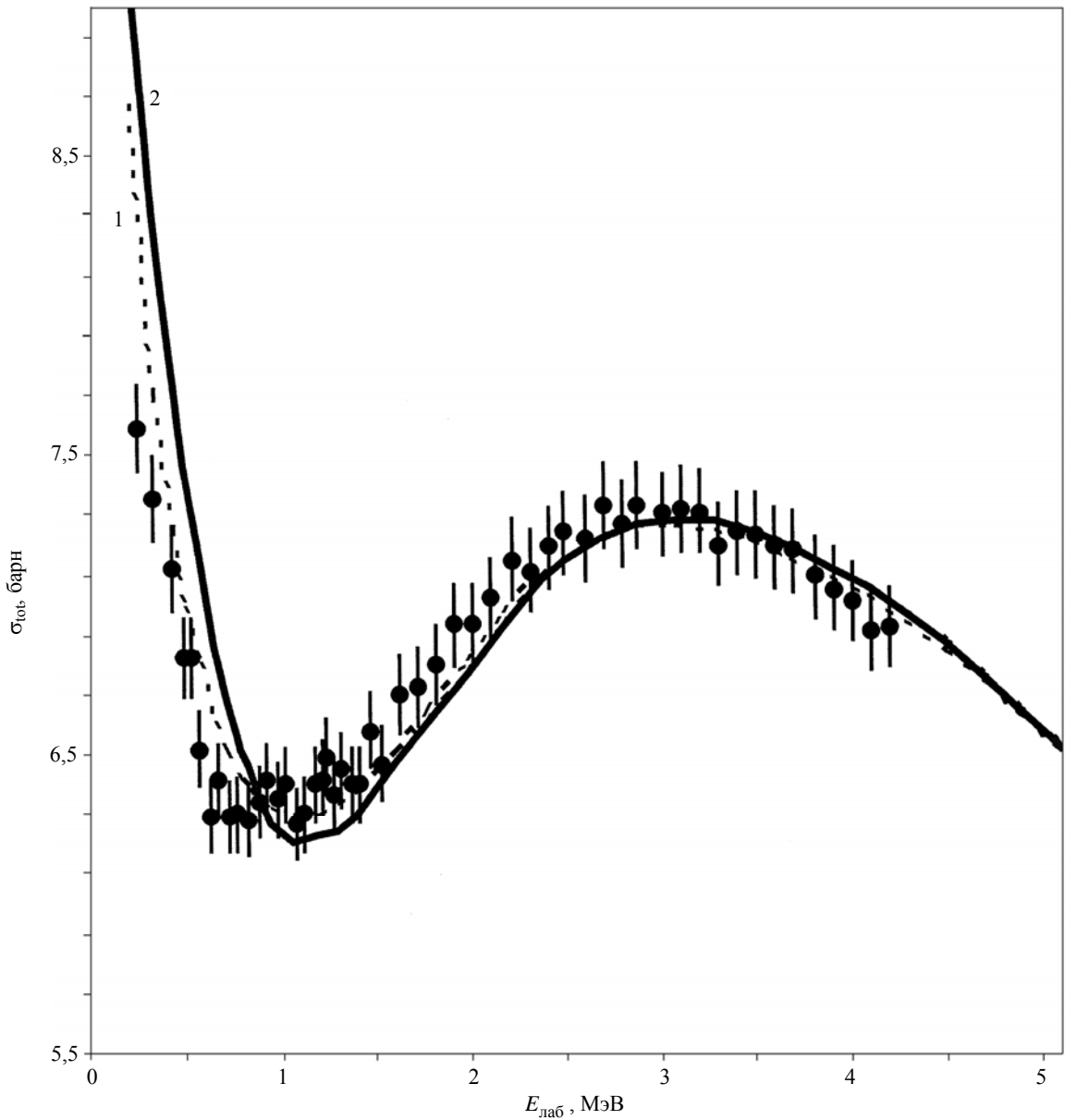


Рис. 2. Полные сечения рассеяния нейтронов на ^{192}Os : 1 – расчет с параметрами потенциала [2] ($\beta_2 = 0,16$); 2 – расчет с измененными параметрами потенциала [2] при $E_{\text{лаб}} < 1,6$ МэВ ($\beta_2 = 0,15$). Экспериментальные значения – [2]

При энергии налетающего нейтрона выше $\sim 1,1$ МэВ для расчета сечений упругого и неупругого рассеяния с возбуждением коллективных состояний ядра ^{192}Os распада составного ядра на густо расположенные уровни учитывались в соответствии с разделом 2 данной работы, т. е. для описания плотности уровней использовалось приближение с постоянной температурой ядра. Для описания экспериментальных дифференциальных сечений рассеяния нейтронов при энергии нейтронов $E_{\text{лаб}} = 1,6; 2,5; 3,94$ МэВ работы [2] нами использовались следующие параметры этого приближения: $C_T = 0,9$ МэВ, $T = 0,35$ МэВ, $\sigma = 5,3$ и $E_c = 1,09$ МэВ. Параметры C_T , T , σ находятся в диапазонах для их использования, предлагаемых в работах [23, 24], и ни-

же энергии возбуждения $1,1$ МэВ количество уровней ^{192}Os при описании их таким образом равно ~ 7 . В расчетах принималась максимальная величина спина уровней континуума $I_{\text{max}}^c = 6$, а максимальный орбитальный момент нейтрона при распаде составного ядра в область континуума $I_{\text{max}}^c = 8$. Интегральные коэффициенты проницаемости \bar{T}_j вычислялись интегрированием по квадратуре Симпсона с шагом по энергии возбуждения не более $0,1$ МэВ и с минимальным числом шагов не менее 10. Достаточное количество итераций при нахождении эффективных коэффициентов проницаемости при энергии нейтрона ~ 2 МэВ в расчетах сечений по модели HRTW – не более двух-трех.

Результаты расчетов дифференциальных упругих и неупругих сечений с возбуждением низколежащих уровней ядра ^{192}Os при некоторых энергиях налетающих нейтронов, рассчитанные по модели HRTW с потенциалом работы [2], представлены в сравнении с экспериментом на рис. 3–6. Упругие дифференциальные сечения ($E_{\text{лаб}} = 2,5; 3,94$ МэВ), а также неупругие с возбуждением уровня 2_1^+ ядра ^{192}Os хорошо совпадают с аналогичными расчетами работы [2]. Отличие в неупругих сечениях возбуждения уровней 2_2^+ и 4_1^+ (например, для расчетов с $\beta_2 = 0,16$ и $\sigma = 4,84$ при энергии нейтронов $E_{\text{лаб}} = 2,5$ МэВ) связано, по-видимому, с иной параметризацией плотности уровней континуума и гексадекапольной деформации ядра ^{192}Os в работе [2]. В таблице представлены численные значения, округ-

ленные до четвертого знака после запятой, рассчитанных сечений упругого и неупругого рассеяния с возбуждением коллективных уровней ядра (σ^{di} – сечение прямой реакции, σ^{cn} – сечение реакции с образованием составного ядра) для некоторых энергий налетающих нейтронов, а также σ_{cont} – сечение процесса с распадом составного ядра в область континуума и полное сечение, являющееся суммой всех сечений. Величина полного сечения, рассчитанная по теории HF, совпадает с расчетом полного сечения, полученным с помощью оптической теоремы для $\langle S \rangle$ матрицы (в пределах ошибок округления); при расчете полного сечения по модели HRTW отличие полных сечений $\sim 10^{-4}$ б, поскольку последний расчет с точки зрения вычислений менее точный.

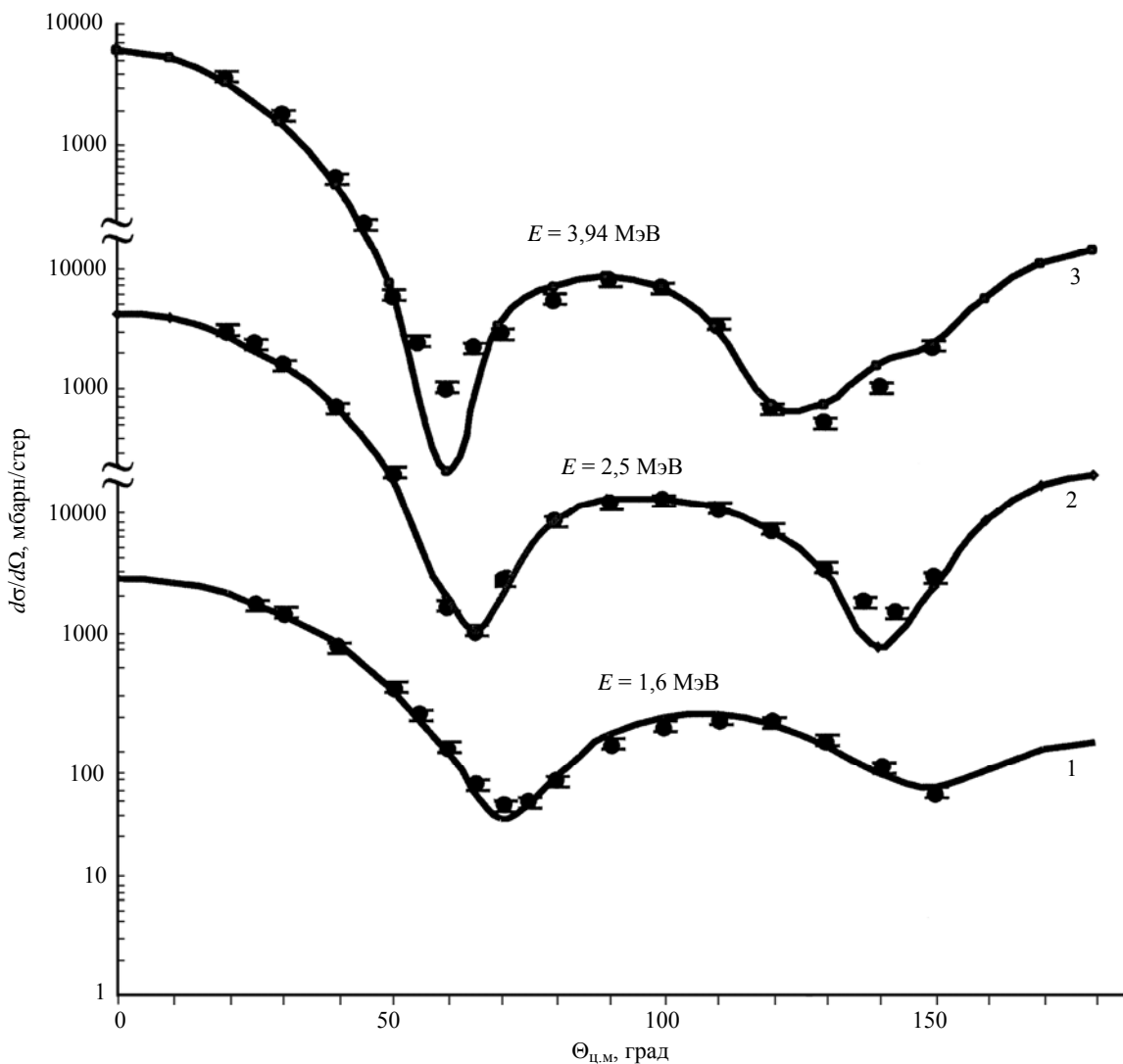


Рис. 3. Дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов на ^{192}Os . Линия расчета с параметрами $\beta_2 = 0,16$; $\sigma = 4,84$ для $E = 2,5$ МэВ на рисунке совпадает со сплошной линией

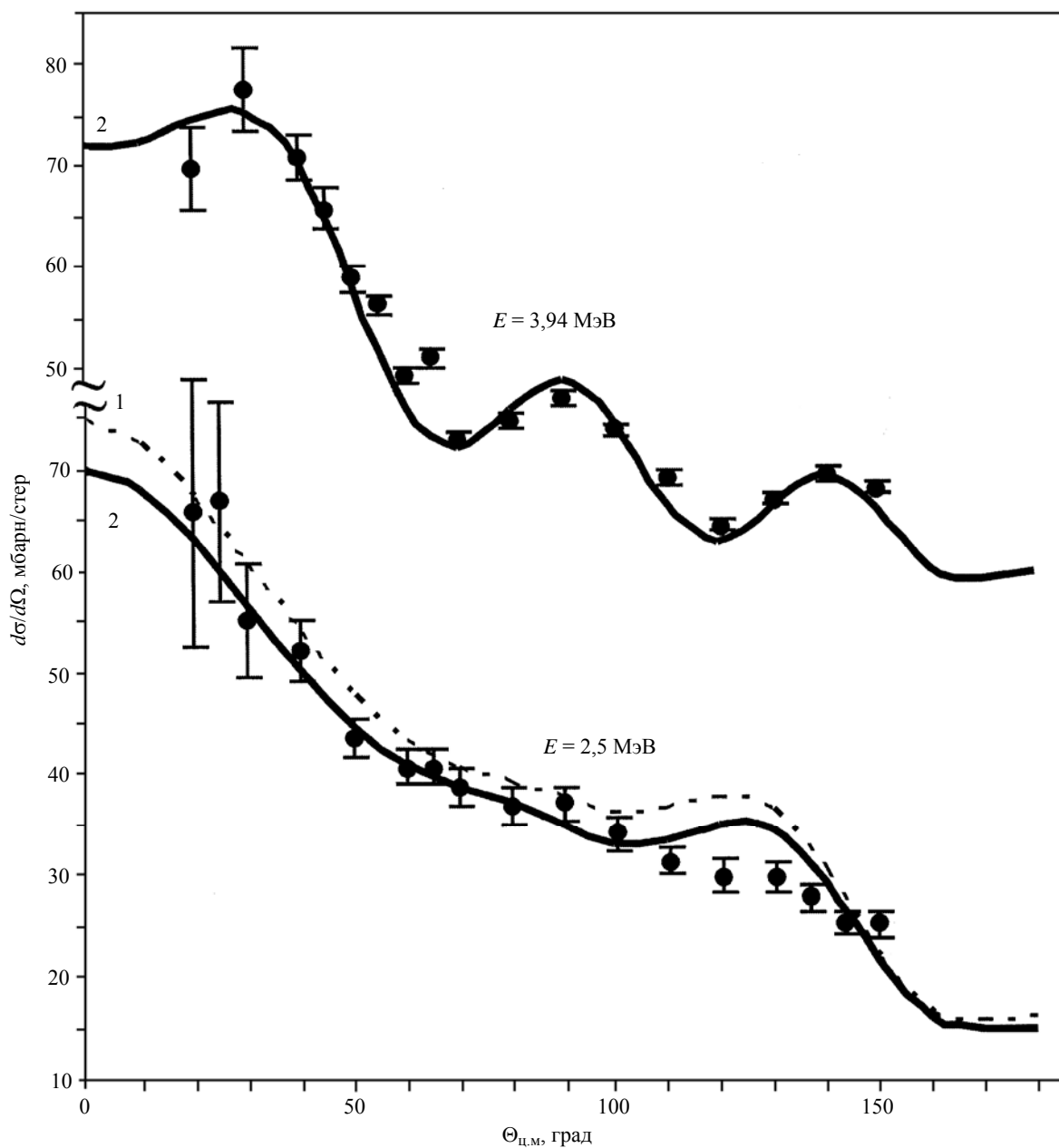


Рис. 4. Дифференциальное сечение неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровня 2_1^+ ядра ^{192}Os :
 1 – расчет с параметрами $\beta_2 = 0,16$; $\sigma = 4,84$. Экспериментальные значения – [2]

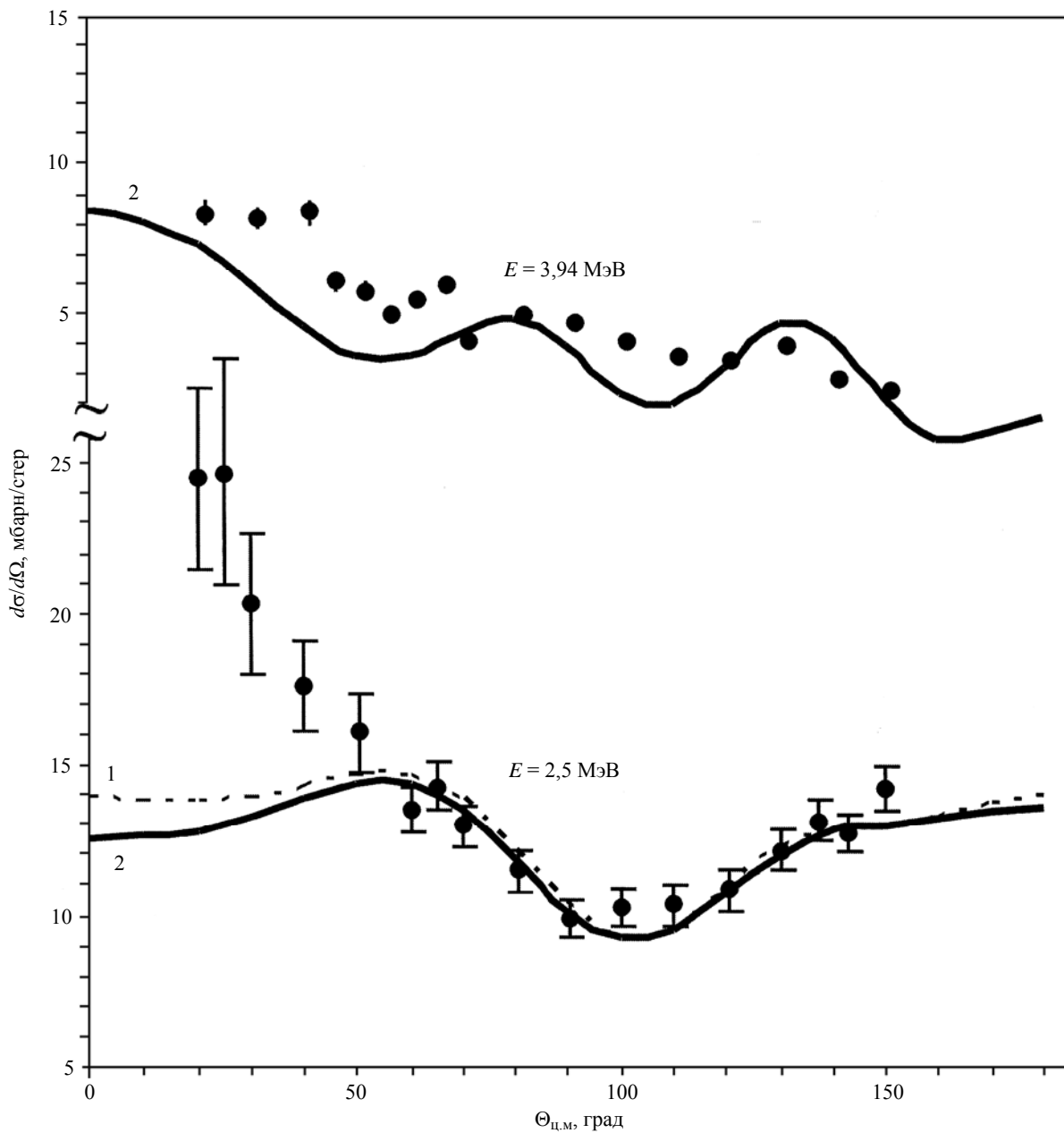


Рис. 5. Дифференциальное сечение неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровня 2_2^+ ядра ^{192}Os :
 1 – расчет с параметрами $\beta_2 = 0,16$; $\sigma = 4,84$. Экспериментальные значения – [2]

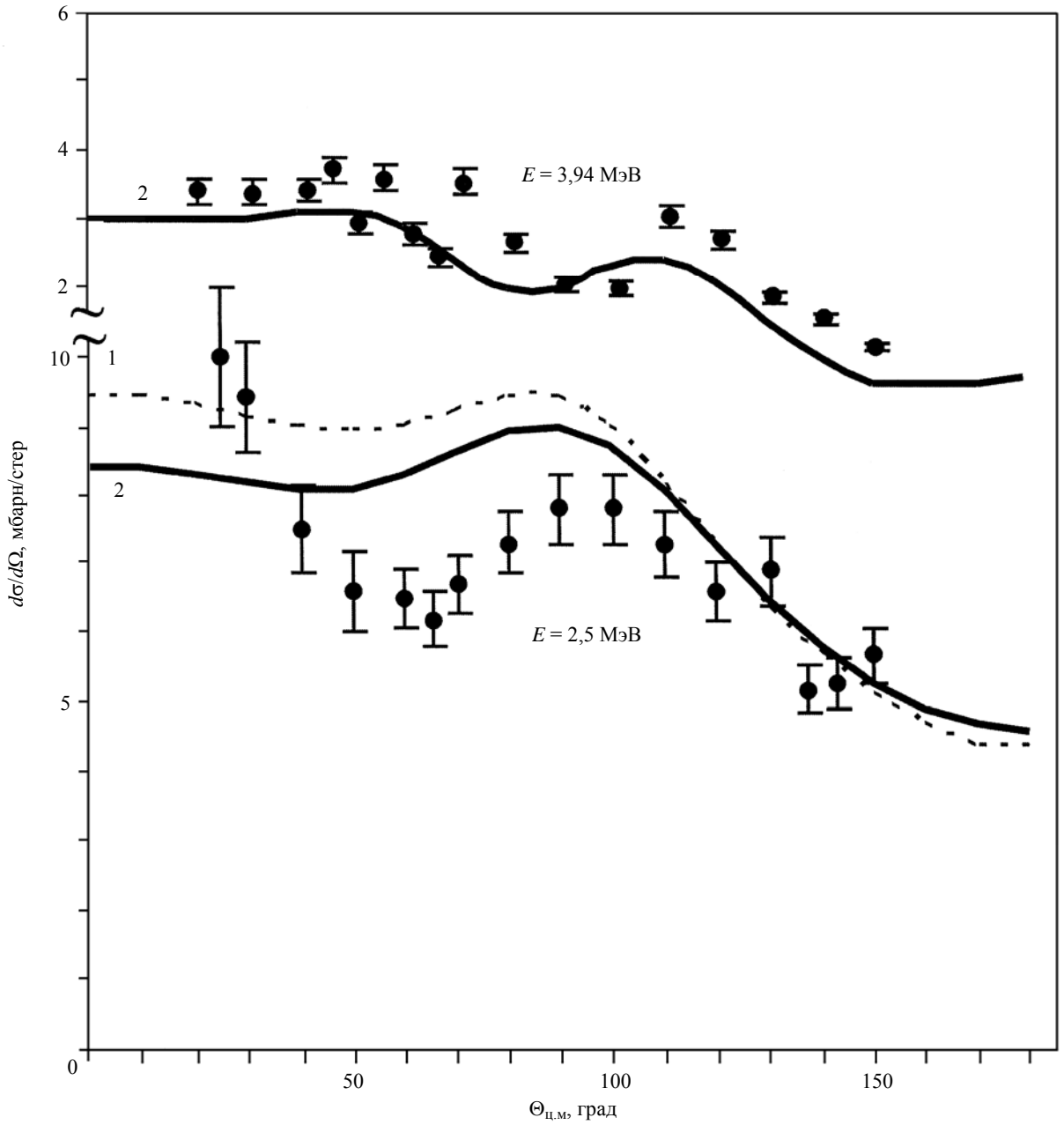


Рис. 6. Дифференциальное сечение неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровня 4_1^+ ядра ^{192}Os :
 1 – расчет с параметрами $\beta_2 = 0,16$; $\sigma = 4,84$. Экспериментальные значения – [2]

Сечения в барнах в зависимости от энергии нейтрона $E_{\text{лаб}}$ и расчет вклада
в сечения от компаунд ядра (HF или HRTW)

Энергия уровня, МэВ	Спин ядра I_{π}^{π}	Тип реакции	$E_{\text{лаб}} = 0,631 \text{ МэВ}$		$E_{\text{лаб}} = 2,5 \text{ МэВ}$		$E_{\text{лаб}} = 3,94 \text{ МэВ}$	
			HF	HRTW	HF	HRTW	HF	HRTW
0	0_1^+	σ^{di}	3,2921		4,0988		4,1082	
		σ^{cn}	1,2192	1,6227	0,035	0,0717	0,0006	0,0012
0,206	2_1^+	σ^{di}	0,3286		0,3755		0,3334	
		σ^{cn}	1,5053	1,2189	0,1042	0,1139	0,0021	0,0022
0,489	2_2^+	σ^{di}	0,0202		0,055		0,0462	
		σ^{cn}	0,5863	0,4679	0,0947	0,0975	0,0019	0,002
0,58	4_1^+	σ^{di}	0,0003		0,0331		0,0257	
		σ^{cn}	0,0148	0,0161	0,0631	0,0652	0,0019	0,002
0,69	3_2^+	σ^{di}	–		0,0015		0,0016	
		σ^{cn}			0,0688	0,0707	0,0019	0,0019
0,91	4_2^+	σ^{di}	–		0,004		0,0047	
		σ^{cn}			0,038	0,0393	0,0015	0,0016
1,089	6_1^+	σ^{di}	–		0,0011		0,0022	
		σ^{cn}			0,074	0,0077	0,0007	0,0007
σ_{cont}					2,1634	2,1084	2,5695	2,5685
Полное сечение σ_t , барн			6,9668	6,9667	7,1437	7,1436	7,1021	7,1021

Заключение

Составленная программа позволяет рассчитывать упругое и неупругое рассеяние нейтронов в оптической модели со связанными каналами на четно-четных деформированных аксиальных и неаксиальных ядрах в модели жесткого ротатора, причем программа позволяет рассчитывать реакции с нейтронами, ведущие к возбуждению уровней ядра не только основной ротационной полосы в обоих случаях. Это позволило, например, увидеть изломы при расчете энергетической зависимости сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровня 2_1^+ ядра ^{192}Os . По составленной программе проведены расчеты с целью описания экспериментальных данных по рассеянию нейтронов на ядре ^{192}Os в диапазоне энергий налетающих нейтронов 0,2–5 МэВ. Проведено сравнение с существующими расчетами сечений рассеяния нейтронов на этом ядре, выполненными авторами работы [2].

В программе рассчитывается полная усредненная по энергии $\langle S \rangle$ матрица, что дает возможность вычислять коэффициенты проницаемости во всех открытых каналах без всяких предположений в отношении их; это, в конечном итоге, ведет к тому, что рассчитываемые сечения удовлетворяют соотношениям, следующим из унитарности S матрицы. Расчет реакций, идущих с образованием составного ядра, играющий боль-

шую роль при энергии налетающих нейтронов ~ 1 МэВ, может быть проведен по программе в двух подходах, которые при расчете некоторых характеристик реакций с нейтронами дают одинаковые результаты. По составленной программе можно рассчитывать рассеяние нейтронов с учетом γ -канала, хотя и в данном варианте программы, довольно в грубом приближении. Поскольку по программе могут быть рассчитаны как сечения, так и дифференциальные сечения и поляризации нейтронов, то это дает возможность делать более определенные выводы в отношении применимости к описанию рассеяния нейтронов той или иной модели ядра, в рамках рассматриваемых, а также в отношении вклада прямых реакций и параметров оптического потенциала в области энергии налетающих нейтронов ~ 1 МэВ. Следует отметить, что оптический потенциал в области энергий налетающих нейтронов ниже 3 МэВ, по крайней мере глубина его мнимой части, сильно меняется в зависимости от ядра и, как правило, трудно описать одновременно экспериментальные данные по нейтронным сечениям и силовым функциям, оставаясь в рамках феноменологической оптической модели; для преодоления этих трудностей, как отмечается, например, в [25], приходится вводить дополнительные параметры оптического потенциала.

Авторы выражают благодарность А. Д. Баркалову за консультацию по некоторым методам вычислений, а также И. В. Сурковой за критические замечания.

Список литературы

1. Кашуба И. Е. и др. Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984. Т. 1. Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1988. Т. 3.
2. Hicks S. E. et al. // Phys. Rev. 1989. Vol. C40. P. 2509.
3. Игнатюк А. В. и др. // ВАНТ. Сер. Ядерные константы. 1974. Вып. 13. С. 59.
4. Hoffman H. M. et al. // Ann. Phys. (N.Y.). 1975. Vol. 90. P. 403.
5. Давыдов А. С. Возбужденные состояния атомных ядер. М.: Атомиздат, 1967. С. 71–91.
6. Ефросинин В. П. и др. Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Рига. 1979. Л.: Наука, 1979. С. 421.
7. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1964.
8. Nazarewicz W., Rozmej P. // Nucl. Phys. 1981. Vol. A369. P. 396.
9. Кунин С. Вычислительная физика. М.: Мир, 1992.
10. Satchler G. R. // Phys. Lett. 1963. Vol. 7. P. 55.
11. Engelbrecht C. A., Weidenmuller H. A. // Phys. Rev. 1973. Vol. C8. P. 859.
12. Уилкинсон, Райнш. Справочник алгоритмов на языке Алгол. Линейная алгебра. М.: Машиностроение, 1976. Уилкинсон Дж. Х. Алгебраическая проблема собственных значений. М.: Наука, 1970.
13. Moldauer P. A. // Phys. Rev. 1975. Vol. C12. P. 744.
14. Ежов С. Н. и др. // ЯФ. 1985. Т. 42. Вып. 1. С. 154. Ежов С. Н. и др. Препринт ИТФ АН УССР, ИТФ-85-75Р, Киев, 1985.
15. Hofmann H. M. et al. // Z. Phys. 1980. Vol. A257. P. 153.
16. Vladuca G. // Ann. Phys. Buch. Univ. 1981. Vol. 9. P. 9.
17. Vladuca G. et al. // Rev. Roum. Phys. 1982. Vol. 27. P. 489.
18. Simonius M. // Phys. Lett. 1974. Vol. B52. P. 279.
19. Беланова Т. С. и др. Радиационный захват нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1986.
20. Lederer C. M., Shirley V. S. Tables of Isotopes, 7th Edition, A. Wiley Publ. 1978. P. 1228.
21. Sidappa K. et al. // Ann. Phys. (N.Y.). 1974. Vol. 83. P. 355.
22. Вертебный В. П. и др. // ЯФ. 1975. Т. 22. С. 674.
23. Sheldon E., Rogers V. C. // Comp. Phys. Comm. 1973. Vol. 6. P. 99.
24. Gilbert A., Cameron A. G. W. // Can. J. Phys. 1965. Vol. 43. P. 1416.
25. Игнатюк А. В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.

Статья поступила в редакцию 07.09.2009