

УДК 539.17.01:539.172.12

## ОПТИКО-МОДЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНА НА ЯДРЕ ${}^6\text{Li}$ С УЧЕТОМ РЕЗОНАНСНОГО ВКЛАДА

© 2021 г. Л. Н. Генералов<sup>1</sup>, В. А. Жеребцов<sup>1</sup>, С. М. Селянкина<sup>1</sup>, \*

<sup>1</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие

“Российский федеральный ядерный центр –

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики”, Саров, Россия

\*E-mail: selyankina@expd.vniief.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г.

После доработки 01.06.2021 г.

Принята к публикации 28.06.2021 г.

Выполнено описание данных по упругому рассеянию протонов с энергией  $E_p$  от 50 кэВ до 185 МэВ на ядрах  ${}^6\text{Li}$  с помощью нового оптико-модельного кода OptModel (разработанного Л.Н. Генераловым и В.А. Жеребцовым) для рассеиваемых  $n$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3, 4, {}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ , в котором учтена резонансная составляющая упругого рассеяния. Одновременно проанализированы все доступные данные по дифференциальным и полным сечениям и поляризации. Обнаружено, что нарушение унитарности матрицы рассеяния (оптико-модельная + резонансная) в отдельных энергетических точках не превышает 10%, что находится на уровне средних погрешностей анализируемых данных.

DOI: 10.31857/S0367676521100161

### ВВЕДЕНИЕ

Оптическая модель упругого рассеяния является отправной точкой многих ядерно-физических вычислений (см., например, коды EMPIRE [1], TALYS [2] и анализ прямых реакций и др.), где достоверность получаемых результатов зависит от многих факторов и, в первую очередь, от используемого оптического потенциала. В этой связи отметим, что до сих пор отсутствуют надежные оптические потенциалы взаимодействия  $n$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3, 4, {}^6\text{He}$  и других частиц с легчайшими и легкими ядрами.

В настоящей работе в энергетическом интервале от 50 кэВ до 185 МэВ выполнен оптико-модельный анализ упругого рассеяния протона на ядре  ${}^6\text{Li}$ , в котором учтено резонансное рассеяние. Цель работы – получение энергетической зависимости параметров оптического потенциала и оценка полных сечений реакции  ${}^6\text{Li} + p$ . Использовался наш код OptModel [3, 4], предназначенный для анализа упругого рассеяния  $n$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3, 4, {}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$  на сферических ядрах (или близких к ним). В нем используется феноменологический оптический потенциал на основе формы Вудса–Саксона. Для решения радиальных уравнений Шредингера используется метод 12-го порядка точности (разработан в 2004 г. в Шанхайском университете, Китай [5]), в который внесено много новшеств и дополнений. Расчет кулоновских функций ведется по известной программе

RCFWN [6] с относительной погрешностью  $10^{-10}$ . Первоначально код OptModel описывал основное упругое рассеяние — потенциальное рассеяние (Shape Elastic). В сфере наших исследований — реакции на легчайших и легких ядрах, где, как известно, в рассеянии частиц при низких энергиях заметным образом проявляются различные процессы, экспериментально неотделимые от основного, резонансное рассеяние и кластерный обмен. Поэтому в коде OptModel, как и было заявлено [4], учтен резонансный вклад: к оптико-модельной амплитуде когерентно добавлена амплитуда резонансной составляющей рассеяния с возможностью контроля степени нарушения унитарности матрицы рассеяния. Следует отметить, что наложение условий унитарности создает дополнительные трудности в проведении вычислений.

Энергетическая зависимость параметров оптического потенциала взята (с изменениями) из работ [7, 8], где она построена на основе дисперсионной оптической модели [9–11]. Впервые внедрение резонансного рассеяния в оптическую модель было сделано в работе [12] при анализе экспериментальных дифференциальных сечений упругого рассеяния протона на ядре  ${}^{12}\text{C}$ . Мы делаем это по схеме, что и в [12], учитывая спин и четность ядра-мишени.

Высокая точность решения радиальных уравнений Шредингера и отсутствие ограничений на величину орбитального момента рассеиваемых ча-

стиц позволяют нам проводить одновременный анализ данных, начиная от астрофизических энергий и до сотен МэВ.

Анализировались экспериментальные данные по дифференциальным сечениям [13–29] при энергии протонов  $E_p = 0.35–185$  МэВ и наши данные при  $E_p = 5–10$  МэВ (см. далее), поляризации [26, 30, 31] соответственно при  $E_p = 14.5, 38.7, 49.7$  МэВ и полным сечениям реакции  ${}^6\text{Li} + p$ . Последние представляли собой экспериментальные сечения [25] при энергии 25–48 МэВ, наши экспериментальные сечения при  $E_p = 7–10$  МэВ (см. далее) и наши оцененные сечения, извлеченные из библиотеки SABA [32] при  $E_p = 0.05–2.5$  МэВ (см. далее). Всего в анализе использовали 4096 точек по упругому рассеянию, а количество подгоняемых параметров было равно 105.

Мы представляем исследования оптического потенциала с неглубокой центральной действительной частью (менее 35 МэВ).

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

В нашем коде для рассеиваемых  $n, p, d, t, {}^3, {}^4, {}^6\text{He}, {}^6\text{Li}$  используется стандартная форма феноменологического оптического потенциала с вудсаксоновской радиальной формой

$$U(r, s) = V_C(r) - \hat{V}_V(r) - i\hat{W}_V(r) - i\hat{W}_D(r) + \hat{V}_{SO}(r)\bar{I}\bar{S} + i\hat{W}_{SO}(r)\bar{I}\bar{S}, \quad (1)$$

в котором кулоновская потенциальная энергия  $V_C$  представляет собой взаимодействие точечной налетающей частицы и равномерно заряженного ядра-мишени с резким краем, имеющего радиус  $R_C = r_C A_T^{1/3}$ , в котором  $r_C$  – приведенный кулоновский радиус и  $A_T$  – массовое число ядра-мишени. Энергетическая зависимость параметров оптического потенциала с изменениями взята из работ [7, 8]. Для реального центрального объемного потенциала  $\hat{V}(r)$  его сила  $V_V$ , приведенные радиус  $r_V$  и диффузность  $a_V$  зависят от энергии в системе центра масс  $E$  как:

$$V_V = \begin{cases} V_0 + V_1(E - E_F) + V_2(E - E_F)^2 + \\ + V_{HF} \exp[-\lambda(E - E_F)/V_{HF}], & 0 < E \leq E_C, \\ \frac{V}{E}, & E \geq E_C \end{cases}, \quad (2)$$

$$r_V = r_0^V + \frac{r_1^V + r_2^V E}{1 + \exp[r_3^V(E - E_F^r)]}, \quad (3)$$

$$a_V = a_0^V + \frac{a_1^V + a_2^V E}{1 + \exp[a_3^V(E - E_F^a)]}, \quad (4)$$

где  $V_0, V_1, V_2, V_{HF}, \lambda, E_F, r_0^V, r_1^V, r_2^V, r_3^V, E_F^r, a_0^V, a_1^V, a_2^V, a_3^V, E_F^a, E_C$  – параметры описания.

Для потенциала объемного поглощения  $\hat{W}_V$  его сила  $W_V$ , приведенные радиус  $r_{W_V}$  и диффузность  $a_{W_V}$  зависят от  $E$  как:

$$W_V = \frac{W_0(E - E_F^W)^2}{(E - E_F^W)^2 + W_1}, \quad (5)$$

$$r_{W_V} = r_0^W + r_1^W E, \quad (6)$$

$$a_{W_V} = a_0^W + a_1^W E, \quad (7)$$

где  $W_0, W_1, r_0^W, r_1^W, a_0^W, a_1^W, E_F^W$  – параметры описания.

Для потенциала поверхностного поглощения  $\hat{W}_D$  его сила  $W_D$ , радиус  $r_D$  и диффузность  $a_D$  зависят от  $E$  как:

$$W_D = W_0^D \exp[-W_1^D(E - E_F^D)] \frac{(E - E_F^D)^2}{(E - E_F^D)^2 + W_2^D}, \quad (8)$$

$$r_D = r_0^D + r_1^D E, \quad (9)$$

$$a_D = a_0^D + a_1^D E, \quad (10)$$

где  $W_0^D, W_1^D, W_2^D, E_F^D, r_0^D, r_1^D, a_0^D, a_1^D$  – параметры описания.

Сила  $V_{SO}$ , радиус  $r_{V_{SO}}$  и диффузность  $a_{V_{SO}}$  реального спин-орбитального потенциала  $\hat{V}_{SO}$  зависят от  $E$  как:

$$V_{SO} = V_0^{SO} + \frac{V_1^{SO} + V_2^{SO} E}{1 + \exp[V_3^{SO}(E - E_F^{V_{SO}})]}, \quad (11)$$

$$r_{V_{SO}} = r_0^{V_{SO}} + \frac{r_1^{V_{SO}} + r_2^{V_{SO}} E}{1 + \exp[r_3^{V_{SO}}(E - E_F^{V_{SO}r})]}, \quad (12)$$

$$a_{V_{SO}} = a_0^{V_{SO}} + \frac{a_1^{V_{SO}} + a_2^{V_{SO}} E}{1 + \exp[a_3^{V_{SO}}(E - E_F^{V_{SO}a})]}, \quad (13)$$

где  $V_0^{SO}, V_1^{SO}, V_2^{SO}, V_3^{SO}, E_F^{V_{SO}}, r_0^{V_{SO}}, r_1^{V_{SO}}, r_2^{V_{SO}}, r_3^{V_{SO}}, E_F^{V_{SO}r}, a_0^{V_{SO}}, a_1^{V_{SO}}, a_2^{V_{SO}}, a_3^{V_{SO}}, E_F^{V_{SO}a}$  – параметры описания.

Сила  $W_{SO}$ , радиус  $r_{W_{SO}}$  и диффузность  $a_{W_{SO}}$  мнимого спин-орбитального потенциала  $\hat{W}_{SO}$  зависят от  $E$  как:

$$W_{SO} = W_0^{SO} + \frac{W_1^{SO} + W_2^{SO} E}{1 + \exp[W_3^{SO}(E - E_F^{W_{SO}})]}, \quad (14)$$

$$r_{W_{SO}} = r_0^{W_{SO}} + \frac{r_1^{W_{SO}} + r_2^{W_{SO}} E}{1 + \exp[r_3^{W_{SO}}(E - E_F^{W_{SO}r})]}, \quad (15)$$

$$a_{WSO} = a_0^{WSO} + \frac{a_1^{WSO} + a_2^{WSO} E}{1 + \exp[a_3^{WSO} (E - E_F^{WSOa})]}, \quad (16)$$

где  $W_0^{SO}, W_1^{SO}, W_2^{SO}, W_3^{SO}, E_F^{WSO}, r_0^{WSO}, r_1^{WSO}, r_2^{WSO}, r_3^{WSO}, E_F^{WSOr}, a_0^{WSO}, a_1^{WSO}, a_2^{WSO}, a_3^{WSO}, E_F^{WSOa}$  – параметры описания.

В настоящем описании  $E_F^r = E_F^a = E_F^{VSO} = E_F^{VSO r} = E_F^{VSO a} = E_F$  – энергия Ферми;  $E_F^W = 0; E_F^D, E_F^{WSO}, E_F^{WSOr}, E_F^{WSOa}$  – подгоняемые параметры,  $V_0 = 0$ , а

$$V_{HF}(E) = V_{HF} \exp[-\lambda(E - E_F)/V_{HF}] \quad (17)$$

– хартри-фоковская составляющая, которой при энергии Ферми равен потенциал  $V = V_{HF}$ ,  $\lambda$  – параметр нелокальности.

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

При упругом рассеянии частиц со спином  $S$  на потенциале (1) из-за спин-орбитального взаимодействия для каждого орбитального момента  $l$  количество независимых решаемых радиальных уравнений Шредингера и амплитуд рассеяния равно  $2S + 1$ , что соответствует возможным значениям полного углового момента рассеиваемой частицы  $j$ , который изменяется в пределах от  $|l - S|$  до  $l + S$ . Для частиц ( $\alpha$ -частица,  ${}^6\text{He}$ ) с  $S = 0$  используется одна амплитуда, а частиц ( $n, p, t, {}^3\text{He}$ ) с  $S = 1/2$  – две. Для частиц с  $S = 1$  ( $d, {}^6\text{Li}$ ) необходимы три независимые амплитуды, однако принято использовать пять зависимых амплитуд рассеяния. Для внедрения резонансного рассеяния в оптическую модель надо определить резонансные полные моменты рассеиваемой частицы, сначала получив резонансные орбитальные моменты.

Рассмотрим рассеяние частиц со спином и четностью  $S^\pi = 1/2^+$  ( $n, p, t, {}^3\text{He}$ ) на ядре-мишени, имеющего спин  $I$  и четность  $\pi_I$ , с возбуждением резонанса составного ядра со спином  $J_R$  и четностью  $\pi_R$ . Находим значения спина канала  $s$

$$|I - S| \leq s \leq I + S. \quad (18)$$

Затем для каждого  $s$  (18) с учетом сохранения четности определяем набор значений орбитальных моментов  $l_R^s$  для резонанса:

$$|s - J_R| \leq l_R^s \leq s + J_R, \quad \pi_I \cdot (-1)^{l_R^s} = \pi_R, \quad (19)$$

и резонансные полные моменты рассеиваемой частицы  $J_R^S = l_R^S - 1/2$  и  $l_R^S + 1/2$ . Две независимые амплитуды рассеяния  $A_{opt+R}^p(\theta)$  и  $B_{opt+R}^p(\theta)$  оптиче-

ской модели с учетом резонансного рассеяния записываем в виде

$$A_{opt+R}^p(\theta) = A^p(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{l=l_R} \left\{ (l+1)(g_{J_R^S=l_R^S+1/2})^{1/2} \times \frac{\Gamma_p^{S_R, l_R^S} \exp(2i\delta_{l_R^S}^{S_R})}{(E - E_{l_R}) + i\Gamma_R/2} \delta_{J_R^S, l_R^S+1/2} + l(g_{J_R^S=l_R^S-1/2})^{1/2} \frac{\Gamma_p^{S_R, l_R^S} \exp(2i\delta_{l_R^S}^{S_R})}{(E - E_{l_R}) + i\Gamma_R/2} \delta_{J_R^S, l_R^S-1/2} \right\} \times \exp(2i\sigma_l) P_l(\cos \theta), \quad (20)$$

$$B_{opt+R}^p(\theta) = B^p(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{l=l_R} \left\{ (g_{J_R^S=l_R^S+1/2})^{1/2} \times \frac{\Gamma_p^{S_R, l_R^S} \exp(2i\delta_{l_R^S}^{S_R})}{(E - E_{l_R}) + i\Gamma_R/2} \delta_{J_R^S, l_R^S+1/2} - (g_{J_R^S=l_R^S-1/2})^{1/2} \frac{\Gamma_p^{S_R, l_R^S} \exp(2i\delta_{l_R^S}^{S_R})}{(E - E_{l_R}) + i\Gamma_R/2} \delta_{J_R^S, l_R^S-1/2} \right\}, \quad (21)$$

где  $A^p(\theta)$  и  $B^p(\theta)$  – для угла  $\theta$  амплитуды рассеяния оптической модели, к которым добавлены резонансные амплитуды с энергией резонанса  $E_{l_R}$  при резонансном орбитальном моменте  $l_R$  (здесь и далее символ  $R = 1, 2, \dots$  определяет номер резонанса),  $\Gamma_R$  – полная ширина резонанса,  $\Gamma_p^{S_R, l_R^S}$  – парциальная ширина резонанса для спина канала  $s_R$  орбитального момента резонанса  $l_R$ , а значок  $p$  указывает на упругий канал,  $\delta_{l_R^S}^{S_R}$  – фаза;  $P_l(\cos \theta)$  и  $P_l^1(\cos \theta)$  соответственно полином и приведенный полином Лежандра,  $(g_{J_R^S=l_R^S+1/2})^{1/2}$  и  $(g_{J_R^S=l_R^S-1/2})^{1/2}$  – амплитуды сложения моментов в резонансе, возведение которых во вторую степень дает известные резонансные статистические множители:

$$g(J_R^S) = \frac{2J_R + 1}{(2J_R^S + 1)(2I + 1)}, \quad (22)$$

Теперь  $S$ -матрицу упругого рассеяния с учетом резонансного вклада можно записать как

$$S_{l_R}^{J_R=l_R-1/2} (OM + R) = S_{l_R}^{J_R=l_R-1/2} + \sum_{R,s} (g_{J_R^S=l_R^S-1/2})^{1/2} \frac{\Gamma_p^{S_R, l_R^S} \exp(2i\delta_{l_R^S}^{S_R})}{(E - E_{l_R}) + i\Gamma_R/2} \delta_{J_R^S, l_R^S-1/2}, \quad (23)$$

$$S_{l_R}^{J_R=l_R+1/2} (OM + R) = S_{l_R}^{J_R=l_R+1/2} + \sum_{R,s} (g_{J_R^S=l_R^S+1/2})^{1/2} \frac{\Gamma_p^{S_R, l_R^S} \exp(2i\delta_{l_R^S}^{S_R})}{(E - E_{l_R}) + i\Gamma_R/2} \delta_{J_R^S, l_R^S+1/2}, \quad (24)$$

где к оптико-модельным членам добавлены резонансные.

Теперь дифференциальное сечение и поляризация с учетом резонансных элементов матрицы рассеяния (23) и (24) вычисляются, соответственно, как:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |A_{opt+R}^p(\theta)|^2 + |B_{opt+R}^p(\theta)|^2, \quad (25)$$

$$P(\theta) = \frac{2 \operatorname{Im} [A_{opt+R}^p(\theta) (B_{opt+R}^p(\theta))^*]}{|A_{opt+R}^p(\theta)|^2 + |B_{opt+R}^p(\theta)|^2}. \quad (26)$$

Расчетное сечение реакции  $\sigma_r^{eval} \equiv \sigma_r^{exp}$  получено добавлением в  $S$ -матрицу выражения для сечения реакции  $\sigma_{om}$  [33]  $S$ -матрицы упругого рассеяния с учетом резонансного вклада для определенных моментов резонансов  $l_R$ . Мы не приводим математических выкладок ввиду их громоздкости, запишем итоговое выражение

$$\sigma_r^{eval} \equiv \sigma_r^{exp} = \sigma_{om} - \sigma_{res}^{el} - interf, \quad (27)$$

где каждый член заменен на обозначение для сечения  $\sigma_{om}$ , рассчитанного по оптической модели, резонансного сечения  $\sigma_{res}^{el}$  и интерференционной части “*interf*” между оптическим и резонансным вкладами.

В коде можно задать степень нарушения  $VU$  унитарности матрицы рассеяния в анализе экспериментальных данных как

$$\begin{aligned} \left| \left| S_{l_R}^{j_R=l_R-1/2} (OM + R) \right| - 1 \right| &= VU, \\ \left| \left| S_{l_R}^{j_R=l_R+1/2} (OM + R) \right| - 1 \right| &= VU. \end{aligned} \quad (28)$$

Упругая ширина резонанса представлена энергетической зависимостью

$$\Gamma_p^{S_{l_R}^{j_R}}(E) = 2k(E) P_{l_R}(E) \gamma^{s,l_R}, \quad (29)$$

где  $\gamma^{s,l_R}$  – подгоняемая приведенная ширина резонанса,  $k(E)$  – вычисляемое волновое число при энергии  $E$ ,  $P_{l_R}(E)$  – вычисляемая проницаемость барьера от суммы центрального, центробежного, спин-орбитального и кулоновского потенциалов:

$$P_{l_R}(E) = \left| \frac{u_l(R)}{u_l(R_0)} \right|^2 = \left| \frac{u_l(\rho)}{u_l(\rho_0)} \right|^2 \quad (30)$$

$\rho_0 = kR_0$ ,  $\rho = kR$ ,  $u_l(R)$ ,  $u_l(R_0)$  – решения радиального уравнения Шредингера в точках  $R_0 > R$  ( $\rho_0 > \rho$ ) пересечения барьера линией постоянной  $E$ . Итак, параметры  $E_R$ ,  $\gamma^{s,l_R}$ ,  $\delta_{l_R}^S$ ,  $\Gamma_R$  определяются в процедуре подгонки экспериментальных данных.

## КОНТРОЛЬ ОПТИКО-МОДЕЛЬНОГО АНАЛИЗА

Контроль оптико-модельного анализа связан с минимизацией величины:

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_{i=1}^{N_\sigma} \frac{[d\sigma^{exp}(\theta_i)/d\Omega - d\sigma(\theta_i)/d\Omega]^2}{[\Delta(d\sigma^{exp}(\theta_i)/d\Omega)]^2} + \\ & + \omega_p \sum_{j=1}^{N_p} \frac{[p^{exp}(\theta_j) - p(\theta_j)]^2}{[\Delta p^{exp}(\theta_j)]^2} + \\ & + \omega_c \sum_{k=1}^{N_c} \frac{[\sigma_r^{exp}(E_k) - \sigma_r(E_k)]^2}{[\Delta\sigma_r^{exp}(E_k)]^2}, \end{aligned} \quad (31)$$

где  $d\sigma^{exp}(\theta_i)/d\Omega$  и  $p^{exp}(\theta_j)$  – соответственно, экспериментальное дифференциальное сечение для угла  $\theta_i$  и экспериментальное значение поляризации для угла  $\theta_j$ ;  $\sigma_r^{exp}(E_k)$  – экспериментальное (или оцененное) полное сечение при энергии  $E_k$ , а  $\Delta(d\sigma^{exp}(\theta_i)/d\Omega)$ ,  $\Delta p^{exp}(\theta_j)$  и  $\Delta\sigma_r^{exp}(E_k)$  – погрешности этих величин;  $d\sigma(\theta_i)/d\Omega$ ,  $p(\theta_j)$  и  $\sigma_r(E_k)$  – величины, вычисляемые соответственно по формулам (25), (26), (27);  $N_\sigma$ ,  $N_p$  и  $N_c$  – соответственно, количество точек для экспериментального дифференциального сечения, поляризации и экспериментальных (или оцененных) значений полного сечения;  $\omega_p \geq 0$ ,  $\omega_c \geq 0$  – множители, которые позволяют задавать веса данных по поляризации и полному сечению.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ОПТИКО-МОДЕЛЬНОГО АНАЛИЗА УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНА НА ЯДРЕ ${}^6\text{Li}$

В оптико-модельном анализе использованы все доступные нам экспериментальные литературные данные [13–31] по упругому рассеянию протона на ядре  ${}^6\text{Li}$  при  $E_p = 0.35\text{--}185$  МэВ. В [27] эксперимент был поставлен в обратной кинематике, когда мишень  $\text{CH}_2$  бомбардировалась пучком ускоренных ионов лития с энергиями  $E_{\text{Li}6} = 16, 20, 25, 29$  МэВ. Эти энергии были переведены в энергии протонов. Среди анализируемых имеются и данные по поляризации при  $E_p = 14.5, 38.7$  и  $49.5$  МэВ [26, 30, 31]. Одновременно с данными по упругому рассеянию в анализе использованы экспериментальные полные сечения реакции  ${}^6\text{Li} + p$  при  $E_p = 25\text{--}48$  МэВ [25].

В анализ были включены и наши данные: с погрешностью 5% измеренные при  $E_p = 5, 6, 7, 8, 9, 9.5, 10$  МэВ дифференциальные сечения. Измерения были такими же, что и в [34]. По измеренным дифференциальным сечениям  ${}^6\text{Li}(p, p_1){}^6\text{Li}^*(2.185 \text{ МэВ})$ ,  ${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}(p, d){}^5\text{Li}$  (см. табл. 1) определили интегральные сечения реакций. Добавив к сумме их сечений интегральные сечения  ${}^6\text{Li}(p, xn)$  (оце-

**Таблица 1.** Каналы реакции  ${}^6\text{Li} + p$

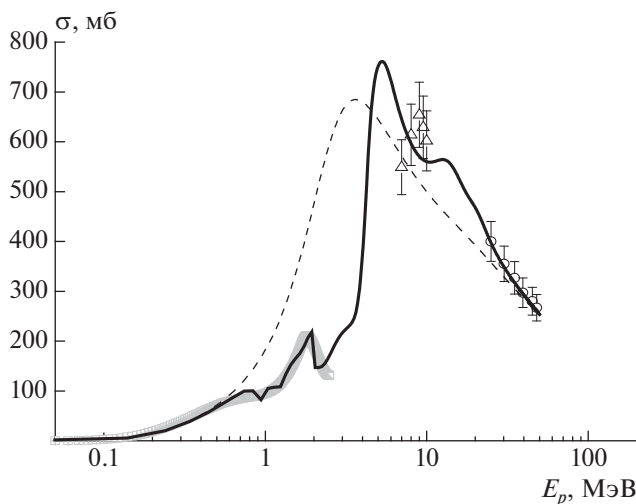
Каналы реакции	Энерговыведение реакции, МэВ	Порог реакции, МэВ	Ширина уровня или время жизни остаточного ядра	Тип распада остаточного ядра
${}^6\text{Li}(p, p_0){}^6\text{Li}$	0			Стабильное
${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{He}$	-4.298	5.014	806.7 мс	$\beta^-$
${}^6\text{Li}(p, d){}^5\text{Li}$	-3.48	4.06	1.23 МэВ	$p + {}^4\text{He}$
${}^6\text{Li}(p, p + d + {}^4\text{He})$	-1.4735	1.720		
${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$	4.02			Стабильное
${}^6\text{Li}(p, p_1){}^6\text{Li}^* (2.185)$	-2.185	2.549	24 кэВ	$\gamma, d + \alpha$
${}^6\text{Li}(p, p_2){}^6\text{Li}^* (3.56)$	-3.56	4.757	8.2 эВ	$\gamma$
${}^6\text{Li}(p, p_3){}^6\text{Li}^* (4.31)$	-4.31	5.747	1.7 МэВ	$\gamma, d + \alpha$

ненные в библиотеке SABA) получили с погрешностью 10% полные сечения реакции  ${}^6\text{Li} + p$ : 549, 614, 654, 629 и 602 мб соответственно при  $E_p = 7, 8, 9, 9.5, 10$  МэВ. Полные сечения при  $E_p = 0.05-2.5$  МэВ, с высокой точностью совпадающие с сечениями реакции  ${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$ , являлись их оценками из библиотеки SABA. Всего в анализе использовалось 4096 точек и 105 подгоняемых параметров.

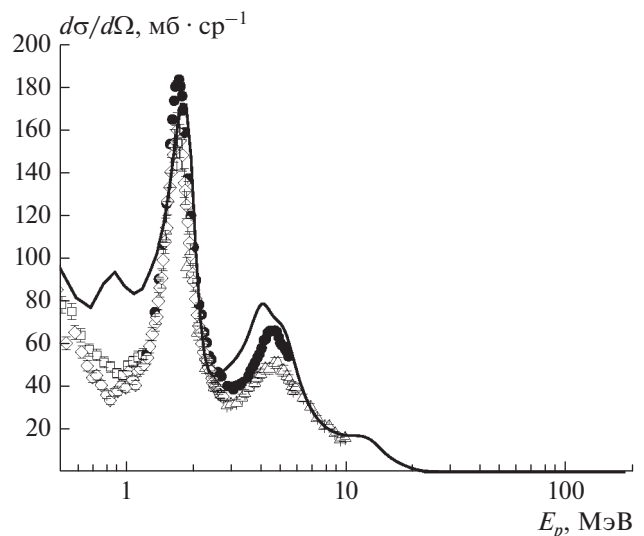
Вариант исследования оптического потенциала с неглубокой центральной действительной частью (менее 35 МэВ) был выбран с учетом полученных потенциалов [37-39] для рассеяния дейтронов на  ${}^6\text{Li}$  и модели Ватанабе [40], в которой для нуклонов обсуждаемая составляющая примерно в два раза меньше.

В описании использованы известные резонансы [35] при 1-12 МэВ и широкий резонанс  $3/2^+$  в области энергии  $\sim 30$  МэВ, положение которого в составном ядре  ${}^7\text{Be}$  близко оценке энергии гигантского дипольного резонанса [36]. Также в процессе проведения анализа были введены новые широкие высокоэнергичные резонансы, которые существенно улучшили описание данных при энергиях выше 20 МэВ.

На рис. 1 показано описание полного сечения. Видно неплохое согласие экспериментальных и оцененных данных, представленных в энергетическом интервале от 50 кэВ до 50 МэВ. Проявление резонансного взаимодействия наиболее отчетливо продемонстрировано в дифференциальном сечении под задними углами рассеяния (рис. 2). Опи-



**Рис. 1.** Описание полного сечения реакции  ${}^6\text{Li} + p$ : экспериментальные данные из: [34] -  $\Delta$ , [32] -  $\square$  и [25] -  $\circ$ , сплошная линия - описание по оптической модели, пунктир - описание по оптической модели с учетом резонансов.



**Рис. 2.** Описание (сплошные линии) дифференциальных сечений реакции  ${}^6\text{Li}(p, p_0){}^6\text{Li}$  при  $\theta_{cm} = 159.1$   $170^\circ$ , данные из: [14] -  $\square$ , [15] -  $\diamond$ , [21] -  $\bullet$  и [24] -  $\Delta$ .

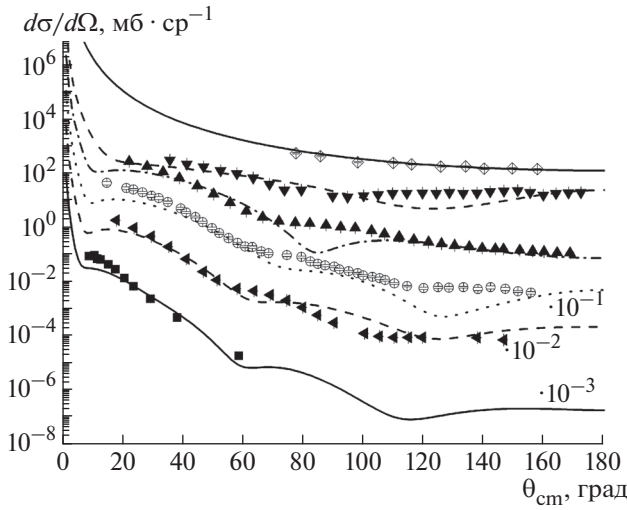


Рис. 3. Описание дифференциальных сечений реакции  ${}^6\text{Li}(p, p_0){}^6\text{Li}$  при  $E_p = 185$  (■) [28], 72 (▲) [22], 49.75 (○) [26], 35 (▲) [18], 10 (▼) [24], 0.4 МэВ (◇) [13].

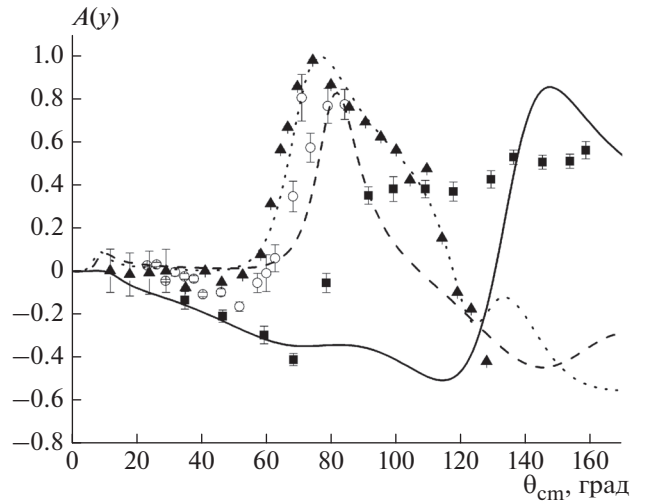


Рис. 4. Описание данных по поляризации:  $E_p = 14.5$  (■) [30], 38.7 (○) [31], 49.75 МэВ (▲) [26].

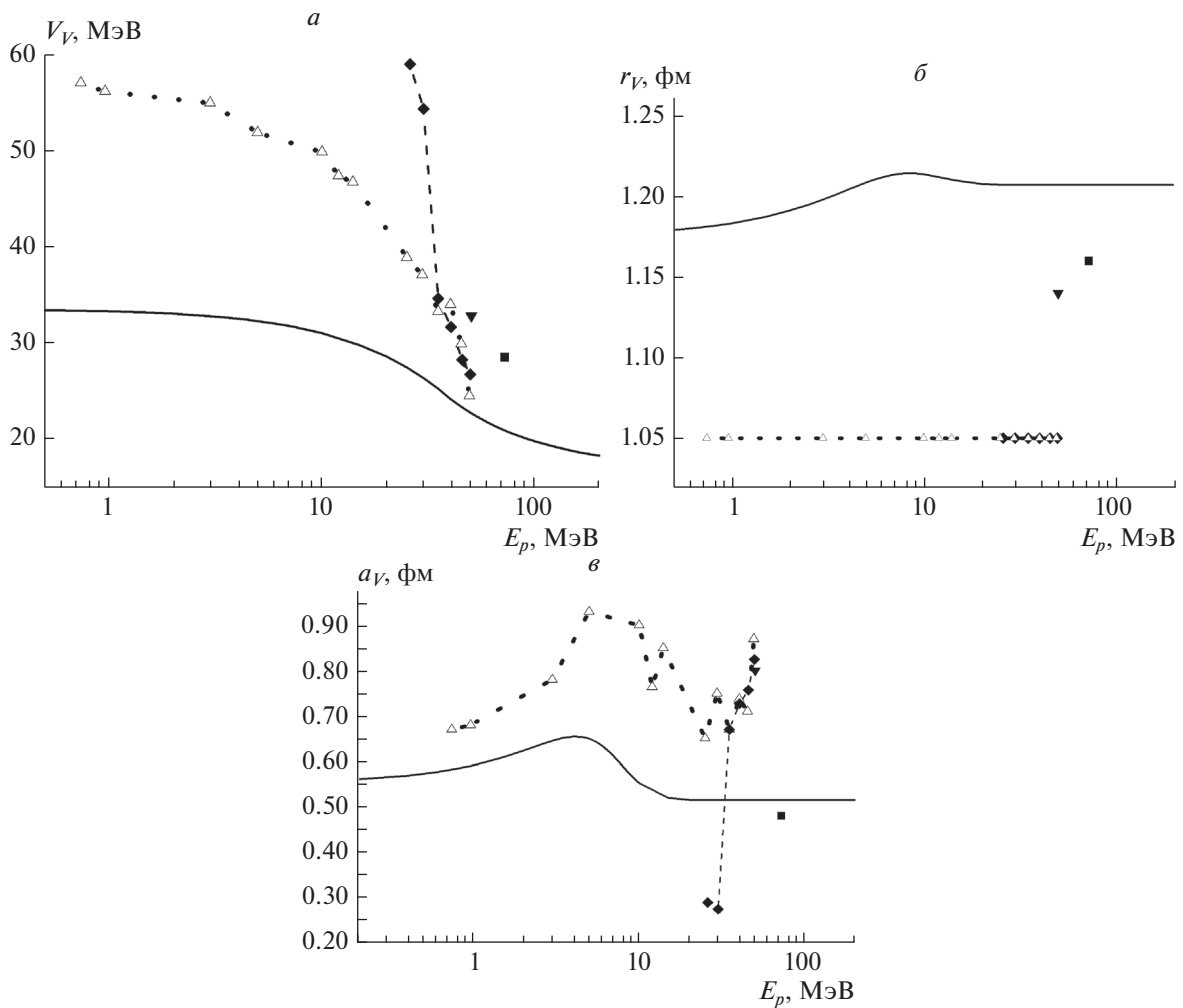
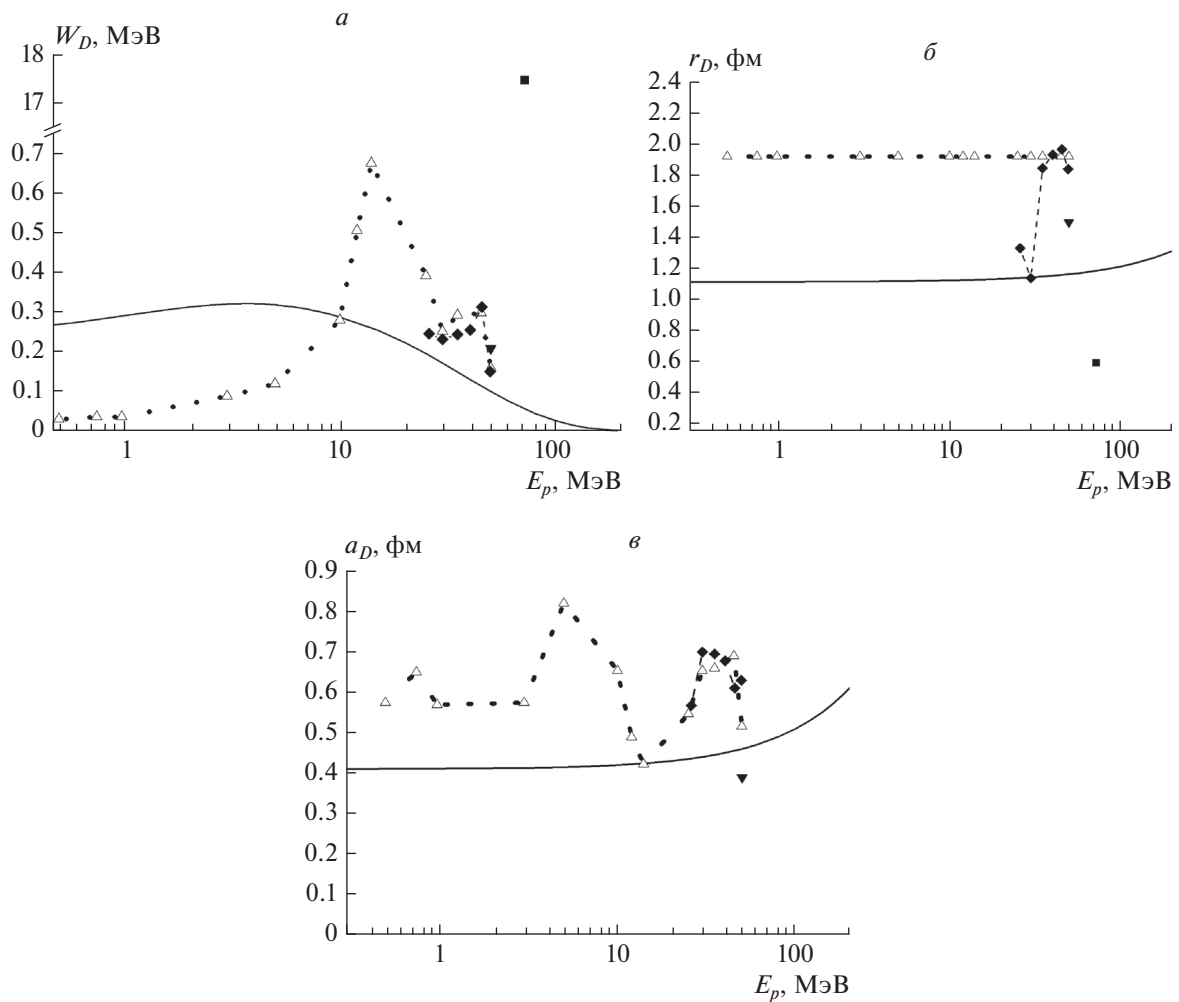


Рис. 5. Энергетическая зависимость параметров реального объемного потенциала:  $V_V$  (а),  $r_V$  (б),  $a_V$  (в), прямая линия — настоящая работа,  $\Delta$  — [14],  $\diamond$  — [18],  $\blacksquare$  — [22],  $\blacktriangledown$  — [26].



**Рис. 6.** Энергетическая зависимость параметров мнимого поверхностного потенциала:  $W_D$  (а),  $r_D$  (б),  $a_D$  (в). Обозначения те же, что и на рис. 5.

сание части данных по угловым распределениям показано на рис. 3, а по поляризации — на рис. 4.

Достигнутый уровень согласия теоретического описания и анализируемых данных получен при параметрах оптического потенциала и резонансов, представленных соответственно в табл. 2 и 3. Сравнение наших и литературных данных по  $V_V$ ,  $r_V$ ,  $a_V$ , по  $W_D$ ,  $r_D$ ,  $a_D$ ; по  $V_{SO}$ ,  $r_{VSO}$ ,  $a_{VSO}$  (рис. 5–7) некорректно, так как имеем различные типы потенциалов в отношении глубины центральной действительной части (проявление дискретной неопределенности потенциала). Характерная особенность наших результатов — резонансно-подобная энергетическая зависимость  $r_V$ ,  $a_V$ ,  $r_{VSO}$ ,  $a_{VSO}$ . Она также наблюдается и в литературных данных. На рис. 8 приведена зависимость объемного интеграла  $J_V$  от энергии.

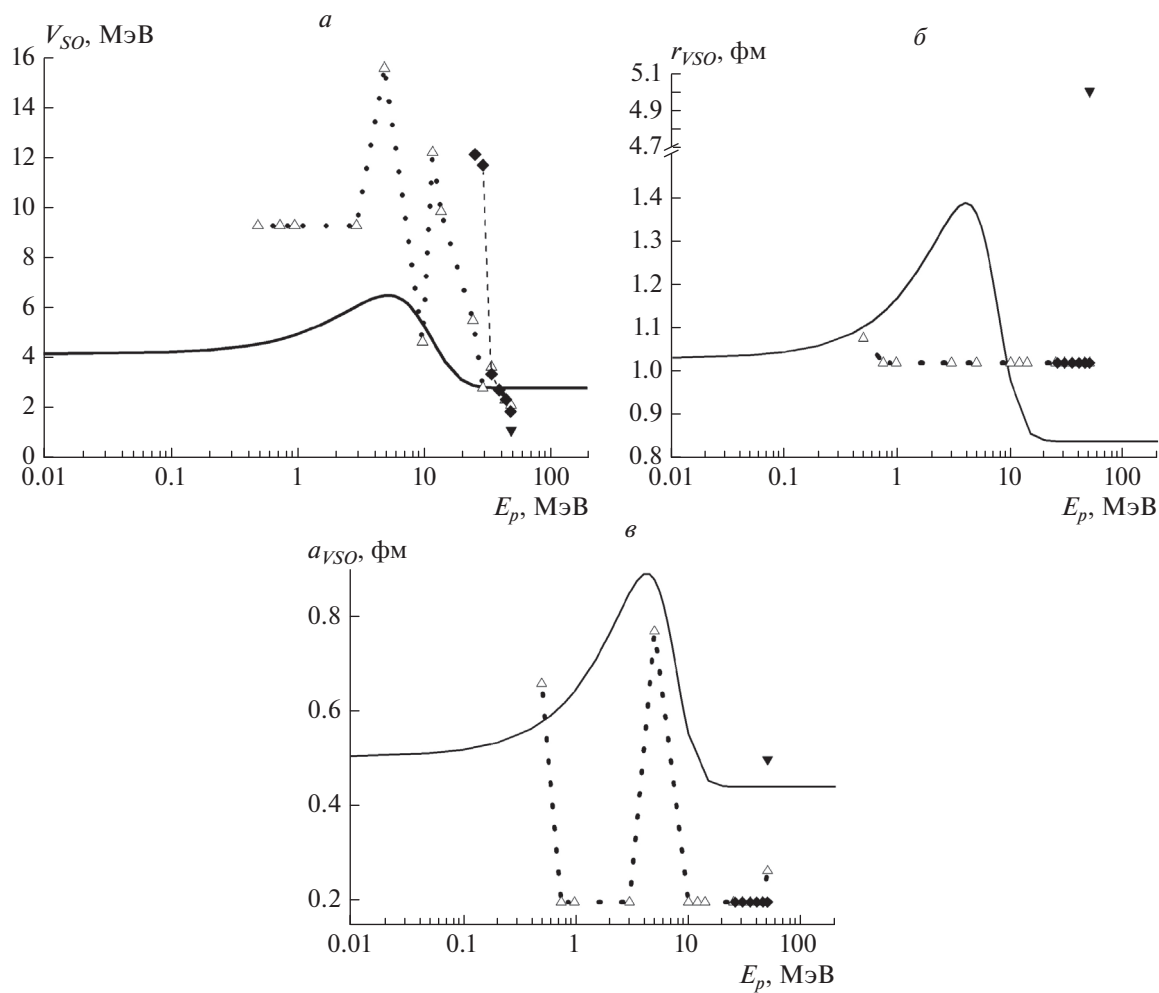
## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана работоспособность нового оптико-модельного кода OptModel, в котором учтена резонансная составляющая упругого рассеяния. В энергетическом интервале от 50 кэВ до 185 МэВ выполнен оптико-модельный анализ упругого рассеяния протона на ядре  ${}^6\text{Li}$ , в котором учтено резонансное рассеяние. В этом интервале получена энергетическая зависимость параметров оптического потенциала и полного сечения реакции  ${}^6\text{Li} + p$ . Обнаружена резонансно-подобная энергетическая зависимость геометрических параметров потенциалов. Работа по изучению параметров оптического потенциала будет продолжена, в том числе анализ с потенциалом, имеющим глубину центральной действительной части (45–50 МэВ), что сейчас принята в литературе.

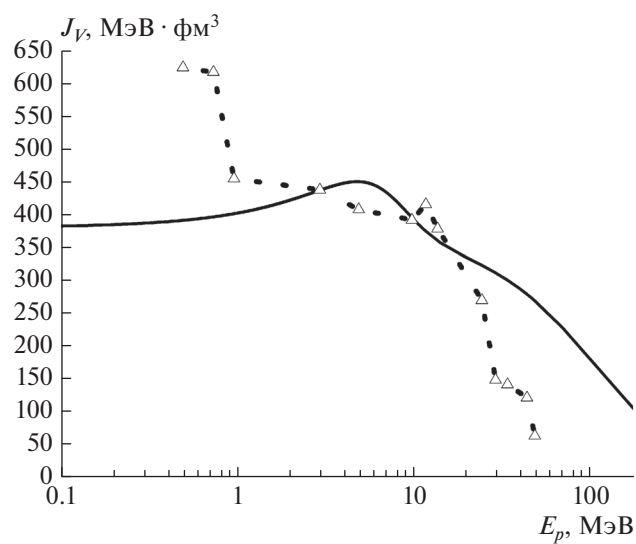
Таблица 2. Параметры оптического потенциала ( $r_c = 1.1993$  фм)

$V_0 = 0$ МэВ	$W_0 = 8.5753$ МэВ	$W_0^D = 4.0233$ МэВ	$V_0^{SO} = 3.0006$ МэВ	$W_0^{SO} = 0.2648$ МэВ
$V_1 = -0.1996$	$W_1 = 1.9156 \cdot 10^{-3}$ МэВ $^{-1}$	$W_1^D = 0.0205$ МэВ $^{-1}$	$V_1^{SO} = 1.6686$ МэВ	$W_1^{SO} = 0.0289$ МэВ
$V_2 = 6.696 \cdot 10^{-4}$ МэВ $^{-1}$	$r_0^W = 1.1034$ фм	$W_2^D = 10.985$ МэВ	$V_2^{SO} = 0.7094$ МэВ $^{-1}$	$W_2^{SO} = 1.2564$ МэВ $^{-1}$
$V_{HF} = 34.352$ МэВ	$r_1^W = 9.3490 \cdot 10^{-4}$ фм $\cdot$ МэВ $^{-1}$	$r_0^d = 1.1430$ фм	$V_3^{SO} = 0.2532$ МэВ	$W_3^{SO} = 0.2073$ МэВ
$\lambda = 0.0073$	$a_0^W = 0.6959$ фм	$r_1^d = 9.8760 \cdot 10^{-4}$ фм $\cdot$ МэВ $^{-1}$	$E_F^{VSO} = 5.0199$ МэВ	$E_F^{WSO} = 0$ МэВ
$E_F = -5.0199$ МэВ	$a_1^W = 1 \cdot 10^{-4}$ фм $\cdot$ МэВ $^{-1}$	$a_0^d = 0.6994$ фм	$r_0^{VSO} = 0.8302$ фм	$r_0^{WSO} = 0.8486$ фм
$E_C = 140.0123$ МэВ	$E_F^W = 0$ МэВ	$a_1^d = 1 \cdot 10^{-3}$ фм $\cdot$ МэВ $^{-1}$	$r_1^{VSO} = 0.0529$ фм	$r_1^{WSO} = 0.2972$ фм
$r_0 = 1.2038$ фм		$E_F^D = -2.0564$ МэВ	$r_2^{VSO} = 0.1501$ фм	$r_2^{WSO} = 0.2636$ фм
$r_1 = -0.0377$ фм			$r_3^{VSO} = 0.4687$ фм $\cdot$ МэВ $^{-1}$	$r_3^{WSO} = 0.5936$ фм $\cdot$ МэВ $^{-1}$
$r_2 = 6.2635 \cdot 10^{-3}$ фм $\cdot$ МэВ $^{-1}$			$E_F^{VSO} = 5.0199$ МэВ	$E_F^{WSO} = 5.019$ МэВ
$r_3 = 0.2768$ фм $\cdot$ МэВ $^{-1}$			$a_0^{VSO} = 0.4328$ фм	$a_0^{WSO} = 0.2445$ фм
$E_F^a = 5.0199$ МэВ			$a_1^{VSO} = 0.0917$ фм	$a_1^{WSO} = 0.0391$ фм
$a_0 = 0.5137$ фм			$a_2^{VSO} = 0.1598$ фм $\cdot$ МэВ $^{-1}$	$a_2^{WSO} = 7 \cdot 10^{-6}$ фм $\cdot$ МэВ $^{-1}$
$a_1 = 0.0408$ фм			$a_3^{VSO} = 0.5476$ фм $\cdot$ МэВ $^{-1}$	$a_3^{WSO} = 0.5368$ фм $\cdot$ МэВ $^{-1}$
$a_2 = 0.0384$ фм $\cdot$ МэВ $^{-1}$			$E_F^{VSOa} = 5.0199$ МэВ	$E_F^{WSOa} = 5.019$ МэВ
$a_3 = 0.5975$ фм $\cdot$ МэВ $^{-1}$				
$E_F^a = 5.0199$ МэВ				





**Рис. 7.** Энергетическая зависимость параметров реального спин-орбитального потенциала:  $V_{SO}$  (а),  $r_{VSO}$  (б),  $a_{VSO}$  (в). Обозначения те же, что и на рис. 5.



**Рис. 8.** Энергетическая зависимость объемного интеграла, прямая линия – настоящая работа,  $\Delta$  – [14].

Таблица 3. Параметры резонансов, использованных в описании

$E_R$	$J^\pi$	$\Gamma_R$ , МэВ	$\Gamma_p^{S_R, I_R^S}$ , МэВ	$\delta_{I_R}^{S_R}$ , град	$S_R$	$I_R$
1.1949	5/2 <sup>-</sup>	1.1759	0.2232	272.1061	1/2	3
			0.2290	169.1063	3/2	1
			0.2075	179.0893	3/2	3
1.6948	5/2 <sup>-</sup>	0.5187	0.0812	238.8876	1/2	3
			0.3444	292.0310	3/2	1
			0.0992	160.7977	3/2	3
3.6001	7/2 <sup>-</sup>	1.2757	0.0273	79.5353	1/2	3
			0.0893	100.7214	3/2	3
			0.0683	251.1285	3/2	5
4.3860	3/2 <sup>-</sup>	1.8100	0.2093	280.6147	1/2	1
			0.2348	275.6122	3/2	1
			0.1098	282.3404	3/2	3
10.6012	7/2 <sup>-</sup>	7.1325	0.3393	108.0258	1/2	3
			0.3625	124.3421	3/2	3
			0.0305	121.0216	3/2	5
11.8222	1/2 <sup>-</sup>	5.9917	0.8143	182.5358	1/2	1
			0.9233	31.4901	3/2	1
17.0835	3/2 <sup>+</sup>	7.4965	0.8594	126.2887	1/2	2
			2.1718	49.9735	3/2	0
			0.7498	140.2521	3/2	2
47.0889	3/2 <sup>+</sup>	6.2950	1.0039	267.3054	1/2	2
			0.4616	34.7317	3/2	0
			0.6629	350.5602	3/2	2

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Herman M., Capote R., Sin M. et al. EMPIRE-3.2Malta – Modular system for nuclear reaction calculations and nuclear data evaluation, report INDC(NDS)-0603, BNL-101378-2013. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2013.
- Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C. et al. // Proc. of the Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technology (Nice, 2008). P. 211.
- Генералов Л.Н., В.А. Жеребцов В.А., Таова С.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 3. С. 328; Generalov L.N., Zherebtsov V.A., Taova S.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 3. P. 295.
- Генералов Л.Н., Жеребцов В.А., Таова С.М. // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2014. № 19. С. 164.
- Zhongcheng Wang, Yonghua Ge, Yongming Dai et al. // Comp. Phys. Comm. 2004. V. 160. P. 23.
- Barnett A.R., Feng D.H., Steed J.W. et al. // Comp. Phys. Comm. 1974. V. 8. P. 377.
- Delaroche J.P., Wang Y., Rapaport J. // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 391.
- Sun W., Watanabe Y., Soukhovitski E.Sh. et al. // Proc. of the Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technology. 2005. P. 402.
- Mahaux C., Ngo H. // Nucl. Phys. A. 1984. V. 431. P. 486.
- Mahaux C., Sartor R. // Adv. Nucl. Phys. 1991. V. 20. P. 1.
- Mahaux C., Sartor R. // Nucl. Phys. A. 1987. V. 468. P. 193.
- Tamura T., Terasava T. // Phys. Lett. 1964. V. 8. P. 41.
- Skill M., Baumann R., Keil G. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 581. P. 93.
- Дубовиченко С.Б., Буртебаев Н., Зазулин Д.М. и др. // ЯФ. 2011. Т. 74. С. 1013.
- McCray J.A. // Phys. Rev. 1963. V. 130. Art. No. 2034.
- Gould C.R., Nelson R.O., Williams J.R. et al. // Nucl. Sci. Engin. 1974. V. 55. P. 267.
- Laurat M. Report CEA-R-3727, 1969.
- Bray K.H., Mahavir J., Jayaraman K.S. et al. // Nucl. Phys. A. 1972. V. 189. P. 35.
- Burtebayev N., Amar N., Burtebayeva J.T. et al. // Вест. КазНУ. Сер. физ. ядра и част. 2011. Т. 36. С. 18.

20. *Bashkin S., Richards H.T.* // Phys. Rev. 1951. V. 84. P. 1124.
21. *Fasoli U., Silverstein E.A., Toniolo D. et al.* // Nuovo Cim. 1964. V. 34. P. 1832.
22. *Henneck R., Masson G., Eversheim P.D. et al.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 571. P. 541.
23. *Harrison W.D., Whitehead A.B.* // Phys. Rev. 1963. V. 132. P. 2607.
24. *Haller M., Betz M., Kretschmer W. et al.* // Nucl. Phys. A. 1989. V. 496. P. 189.
25. *Carlson R.F., Cox A.J., Nasr T.N. et al.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 445. P. 57.
26. *Mani G.S., Jacques D., Dix A.D.B.* // Nucl. Phys. A. 1971. V. 165. P. 145.
27. *Soukeras V., Pakou A., Cappuzzello F., et al.* // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. Art. No. 057601.
28. *Hutcheon R.M., Sundberg O., Tibell G.* // Nucl. Phys. A. 1970. V. 154. P. 261.
29. *Ванецян Р.А., Ключарев А.П., Федченко Е.Д.* // Атомн. энерг. 1959. Т. 6. № 6. С. 661.
30. *Hwang C.F., Clausnitzer G., Nordby D.H. et al.* // Phys. Rev. 1963. V. 131. Art. No. 2602.
31. *Rosen L., Leland W.T.* // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 8. P. 379.
32. *Zvenigorodskij A.G., Zherebtsov V.A., Lazarev L.M. et al.* // IAEA-NDS-191, 1999.
33. *Ходгсон П.Е.* Оптическая модель упругого рассеяния. М.: Атомиздат, 1966. 232 с.
34. *Генералов Л.Н., Вихлянцева О.П., Карпов И.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 12. С. 1774; *Generalov L.N., Vikhlyantsev J.P., Karpov I.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. 2020. V. 84. No. 12. P. 1511.
35. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1.
36. *Bertrand F.E.* // Annu. Rev. Nucl. Sci. 1976. V. 26. P. 457.
37. *Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Дзюба Б.М. и др.* // Изв. АН СССР. 1976. Т. 40. С. 842; *Abramovich S.N., Guzhovskiy B.Ya., Dzuyba B.M. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. 1976. V. 40. P. 129.
38. *Буртебаев Н., Артемов С.В., Дуисебаев Б.А. и др.* // ЯФ. 2010. Т. 73. С. 776; *Burtebayev N., Artemov S.V., Duisebayev B.A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2010. V. 73. P. 746.
39. *Avriganu M., von Oertzen W., Fisher U. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 759. P. 327.
40. *Tao Te, Yukinobu Watanabe, Kazuyuki Ogata et al.* // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. Art. No. 024611.

## Optical-model analysis of proton elastic scattering on ${}^6\text{Li}$ nuclei with resonance part

L. N. Generalov<sup>a</sup>, V. A. Zherebtsov<sup>a</sup>, S. M. Selyankina<sup>a,\*</sup>

<sup>a</sup>Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, Russia

\*e-mail: selyankina@expd.vniief.ru

Optical-model analysis of proton elastic scattering at 50 to 185 MeV proton energy  $E_p$  at  ${}^6\text{Li}$  nuclei was performed. The new optical-model code OptModel (developed by L.N Generalov and V.A. Zherebtsov) taking into account the resonance part of elastic scattering was used. All obtainable data on differential and total cross sections and polarization were analyzed simultaneously. The interruption of the scattering matrix unitarity (optical-model + resonance) was observed at several energetic points to be less than 10%. This value corresponds to the level of mean errors of the analyzed data.