

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ ПРОТОНОВ ЯДРАМИ ^4He И ^{16}O И ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ p - α АМПЛИТУДЫ

Ю. А. Бережной¹, В. П. Михайлюк², В. В. Пилипенко³

¹ Харьковський національний університет ім. В.Н. Каразіна, Харків

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

³ Національний науковий центр "ХФТИ", Харків

Предложена параметризация амплитуды упругого рассеяния протонов ядрами ^4He . Приведена энергетическая зависимость параметров этой амплитуды, полученная из сравнения рассчитанных и измеренных наблюдаемых характеристик в упругом p - ^4He рассеянии. На основе теории многократного дифракционного рассеяния и α -кластерной модели с дисперсией с использованием данной параметризации p - α амплитуды рассчитаны наблюдаемые характеристики в упругом рассеянии протонов ядрами ^{16}O . Результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными.

Взаимодействие частиц промежуточных энергий с легкими ядрами интенсивно изучается на протяжении многих лет. Наиболее простым сильно связанным легким ядром, обладающим нулевым спином, является ядро ^4He . Амплитуда упругого рассеяния протонов ядрами ^4He может быть представлена в виде

$$f_{p\alpha}(q) = f_c(q) + f_s(q)(\sigma n), \tag{1}$$

где $n = \frac{[k, k']}{[k, k']}$, k, k' - волновые векторы налетающего и рассеянного протона; q - переданный импульс; σ - оператор спина налетающего протона.

Для определения центральной $f_c(q)$ и спин-орбитальной $f_s(q)$ частей амплитуды p - ^4He рассеяния использовались различные параметризации. В [1 - 3] центральная часть p - α амплитуды параметризовалась одной гауссовской функцией от переданного импульса. В [4 - 6] для определения $f_c(q)$ была использована теория многократного дифракционного рассеяния (ТМДР) [7, 8] и осцилляторная модель ядра ^4He . Спин-орбитальная часть p - α амплитуды в [1, 2] также параметризовалась одной гауссовской функцией. Однако такие параметризации p - α амплитуды позволяют описать имеющиеся экспериментальные данные по упругому p - ^4He рассеянию лишь в узкой области переданных импульсов (до второго дифракционного минимума в дифференциальном сечении), что не позволяет с достаточной точностью описывать наблюдаемые характеристики в упругом рассеянии протонов промежуточных энергий ядрами.

Рассмотрим упругое рассеяние протонов ядрами ^4He . Согласно ТМДР, амплитуда упругого p - ^4He рассеяния имеет вид

$$F_{p^4\text{He}}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2 b e^{iqb} \int \prod_{i=1}^4 d^3 r_i \delta\left(\frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 r_i\right) |\Psi|^2 \left\{ 1 - \prod_{j=1}^4 \left(1 - \frac{1}{2\pi i k} \int d^2 q' e^{-iq'(b-r_j)} f_{NN}(q') \right) \right\}. \tag{2}$$

Плотность основного состояния ядра ^4He выберем в виде

$$|\Psi|^2 = (\pi a^2)^{-\frac{3}{2}} \prod_{i=1}^4 e^{-\frac{r_i^2}{a^2}}, \tag{3}$$

где a - осцилляторный параметр.

В наиболее общем виде нуклон-нуклонная амплитуда $f_{NN}(q)$ содержит пять независимых слагаемых с различной спиновой структурой. Однако в случае рассеяния нуклонов ядрами с нулевым спином основной вклад в амплитуду дают центральная и спин-орбитальная части. Поэтому амплитуду упругого протон-нуклонного рассеяния в пренебрежении малыми эффектами перезарядки, а также спин-спиновыми корреляциями и эффектами двойного спин-флипа [9] обычно представляют в виде

$$f_{NN}(q) = \frac{ik}{2\pi} (g_c \exp(-\frac{\beta_c}{2} q^2) + qg_s \exp(-\frac{\beta_s}{2} q^2)(\sigma n)), \quad (4)$$

$$g_c = (1 - i\varepsilon)\sigma_{pN}^t, g_s = (1 - i\varepsilon_s)\sigma_{pN}^t D_s, \quad (5)$$

где σ_{pN}^t - полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия; $\varepsilon, \varepsilon_s$ - отношение действительной части амплитуды к мнимой; параметр D_s характеризует величину спин-орбитального взаимодействия.

Интегрируя выражение (2), имеем

$$F_{p^4He}(q) = \exp(\frac{a^2}{16} q^2) (f_c(q) + f_s(q)(\sigma n)), \quad (6)$$

где центральная $f_c(q)$ и спин-орбитальная $f_s(q)$ части p^4He амплитуды имеют вид

$$f_c(q) = k \sum_{i=1}^8 h_{ci}(q) \exp(-c_i q^2), \quad (7)$$

$$f_s(q) = kq \sum_{i=1}^6 h_{si}(q) \exp(-s_i q^2). \quad (8)$$

В этих формулах параметры $h_{ci}(q), h_{si}(q), c_i, s_i$ определяются следующими соотношениями:

$$h_{c1}(q) = g_c, h_{c2}(q) = \frac{3ig_c^2}{16\beta_c}, h_{c3}(q) = -\frac{g_c^3}{48\beta_c^2}, h_{c4}(q) = -\frac{ig_c^4}{1024\beta_c^3},$$

$$h_{c5}(q) = \frac{3ig_s^2}{16\beta_s^3} (\frac{1}{4}\beta_s q^2 - 1), h_{c6}(q) = -\frac{3\beta_c g_c g_s^2}{8\beta_s^2 (2\beta_c + \beta_s)^2} (\frac{\beta_c \beta_s}{2(2\beta_c + \beta_s)} q^2 - 1),$$

$$h_{c7}(q) = -\frac{3ig_c^2 g_s^2}{256\beta_s^2 (\beta_c + \beta_s)^2} (\frac{\beta_c \beta_s}{4(\beta_c + \beta_s)} q^2 - 1),$$

$$h_{c8}(q) = -\frac{g_s^4}{2048\beta_s^5} (1 - \frac{1}{4}\beta_s q^2 + \frac{1}{64}\beta_s^2 q^2),$$

$$h_{s1}(q) = g_s, h_{s2}(q) = \frac{3i\beta_c g_c g_s}{4(\beta_c + \beta_s)^2}, h_{s3}(q) = -\frac{3g_c^2 g_s}{16(2\beta_s + \beta_c)^2},$$

$$h_{s4}(q) = -\frac{ig_c^3 g_s}{64\beta_c (3\beta_s + \beta_c)^2}, h_{s5}(q) = \frac{g_s^3}{108\beta_s^3} (1 - \frac{1}{12}\beta_s q^2),$$

$$\begin{aligned}
 h_{s6}(q) &= \frac{i\beta^2 g_c g_s^3}{16\beta_s^3 (3\beta_c + \beta_s)^3} \left(1 - \frac{\beta_c \beta_s}{4(3\beta_c + \beta_s)} q^2\right), \\
 c_1 &= \frac{1}{2}\beta_c, c_2 = \frac{1}{4}\beta_c, c_3 = \frac{1}{6}\beta_c, c_4 = \frac{1}{8}\beta_c, c_5 = \frac{1}{4}\beta_s, \\
 c_6 &= \frac{\beta_c \beta_s}{2(2\beta_c + \beta_s)}, c_7 = \frac{\beta_c \beta_s}{4(\beta_c + \beta_s)}, c_8 = \frac{\beta_s}{8}, \\
 s_1 &= \frac{\beta_s}{2}, s_2 = \frac{\beta_c \beta_s}{2(\beta_c + \beta_s)}, s_3 = \frac{\beta_c \beta_s}{2(2\beta_s + \beta_c)}, s_4 = \frac{\beta_c \beta_s}{2(3\beta_s + \beta_c)}, \\
 s_5 &= \frac{\beta_s}{6}, s_6 = \frac{\beta_c \beta_s}{2(3\beta_c + \beta_s)}. \tag{9}
 \end{aligned}$$

В ТМДР предполагается, что налетающая частица рассеивается ядром посредством взаимодействия с отдельными его составляющими. При этом оказывается, что, в силу малости времени взаимодействия налетающей частицы с ядром, эффектами перерассеяния на отдельных структурных составляющих ядра можно пренебречь. Иными словами, налетающая частица при прохождении через ядро-мишень слабо отклоняется от своей первоначальной траектории. Таким образом, в случае рассеяния протона на системе из четырех нуклонов (ядро ${}^4\text{He}$) основной вклад в амплитуду будут давать слагаемые, отвечающие за однократное и двукратное рассеяние. Оставляя в амплитуде упругого $p\text{-}{}^4\text{He}$ рассеяния (7) и (8) слагаемые, которые соответствуют однократному рассеянию и основным членам двукратного рассеяния, $p\text{-}\alpha$ амплитуду представим в виде выражения (1), где центральная $f_c(q)$ и спин-орбитальная $f_s(q)$ части $p\text{-}{}^4\text{He}$ амплитуды могут быть представлены в виде

$$f_c(q) = k \sum_{i=1}^2 G_{ci} \exp(-\beta_{ci} q^2), \tag{10}$$

$$f_s(q) = kq \sum_{i=1}^2 G_{si} \exp(-\beta_{si} q^2). \tag{11}$$

При описании наблюдаемых для упругого $p\text{-}{}^4\text{He}$ рассеяния в области промежуточных энергий комплексные параметры $G_{c1}, G_{s1}, \beta_{c1}, \beta_{s1}$ определялись путем подгонки дифференциальных сечений и поляризационных наблюдаемых для протонов, упруго рассеянных ядрами ${}^4\text{He}$, а связь между параметрами $G_{c1}, G_{s1}, \beta_{c1}, \beta_{s1}$ и $G_{c2}, G_{s2}, \beta_{c2}, \beta_{s2}$ определялась соотношениями

$$G_{c2} = \frac{3iG_{c1}^2}{32\beta_{c1}}, G_{s2} = \frac{3i\beta_{c1}G_{c1}G_{s1}}{8(\beta_{c1} + \beta_{s1})^2}, \beta_{c2} = \frac{1}{2}\beta_{c1}, \beta_{s2} = \frac{\beta_{c1}\beta_{s1}}{\beta_{c1} + \beta_{s1}}. \tag{12}$$

На основе такого подхода были рассчитаны дифференциальные сечения и поляризационные наблюдаемые для упругого рассеяния протонов ядрами ${}^4\text{He}$ в интервале энергий от 200 до 1000 МэВ. Результаты расчетов наблюдаемых характеристик для упругого $p\text{-}{}^4\text{He}$ рассеяния при энергии 500 МэВ, представлены на рис. 1.

Отметим, что для полного описания упругого рассеяния частицы со спином $1/2$ ядром с нулевым спином необходимо измерение трех независимых наблюдаемых [10]. Обычно в качестве таких наблюдаемых выбирают дифференциальное сечение $\sigma(\theta) \equiv d\sigma/d\Omega$ (мб/ср), поляризацию $P(\theta)$ и одну из других измеряемых независимых наблюдаемых. В качестве третьей независимой наблюдаемой выбран параметр Вольфенштейна $R(\theta)$, расчет которого приведен на рис. 1. Экспериментальные данные взяты из работы [11].

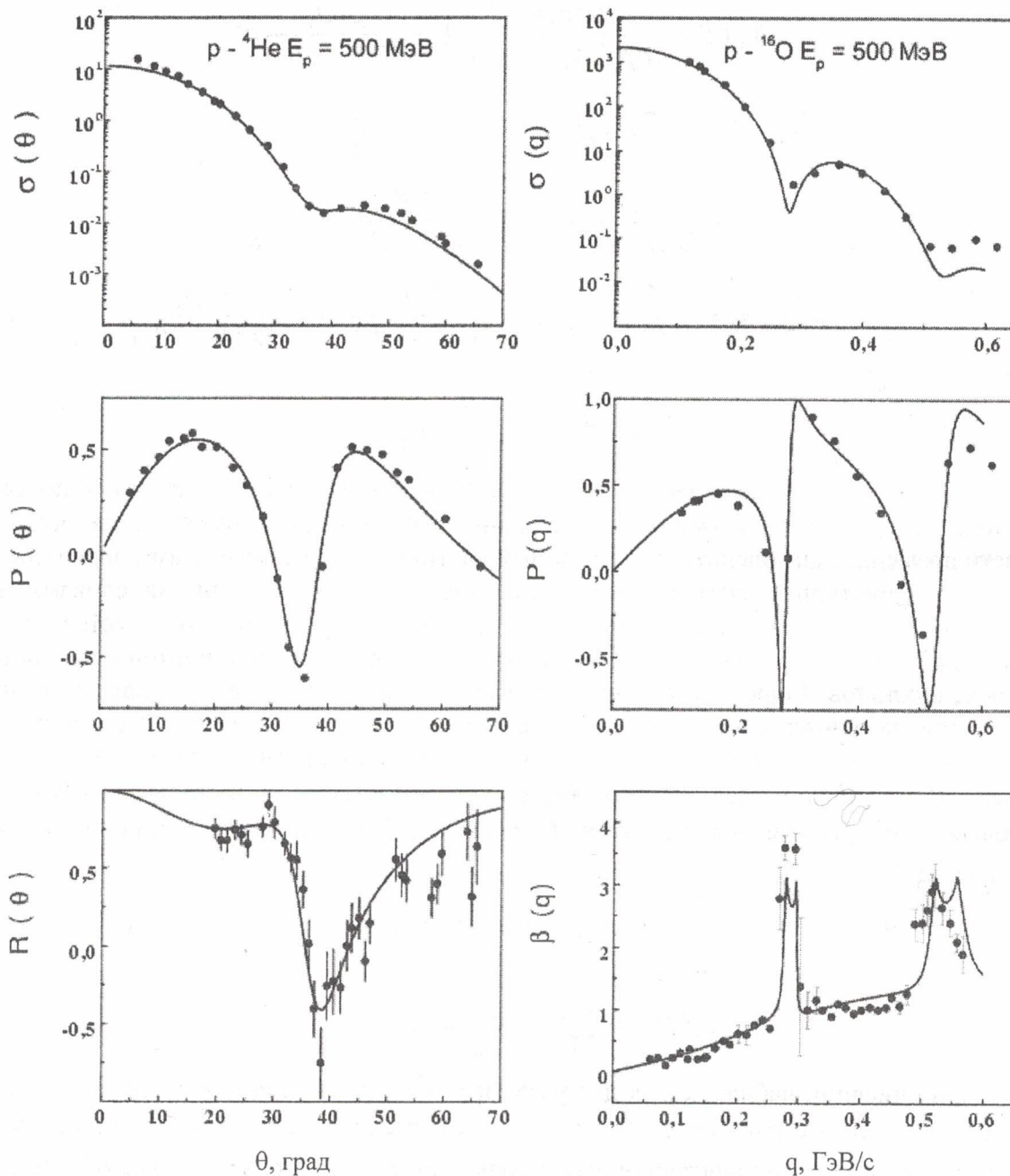


Рис. 1. Дифференциальные сечения и поляризационные наблюдаемые в упругом рассеянии протонов ядрами ^4He и ^{16}O .

На данном рисунке также приведены рассчитанные и измеренные в работах [12, 13] дифференциальное сечение, поляризация и угол поворота спина $\beta(q)$ для упругого рассеяния протонов ядрами ^{16}O при энергии 500 МэВ. Расчеты проводились с помощью ТМДР и α -кластерной модели с дисперсией [2, 14].

Из рис. 1 видно, что использование предложенной параметризации r - α амплитуды позволяет описать полный набор независимых наблюдаемых как для упругого рассеяния протонов ядрами ^4He , так и для p - ^{16}O рассеяния. При этом наблюдаемые для p - ^{16}O рассеяния были рассчитаны без каких-либо подгоночных параметров.

Как отмечалось выше, предложенная параметризация r - α амплитуды была использована для расчетов дифференциальных сечений и поляризационных наблюдаемых для упругого рассеяния протонов ядрами ^4He в интервале энергий от 200 до 1000 МэВ. Энергетическая зависимость параметров для такой параметризации r - α амплитуды представлена на рис. 2.

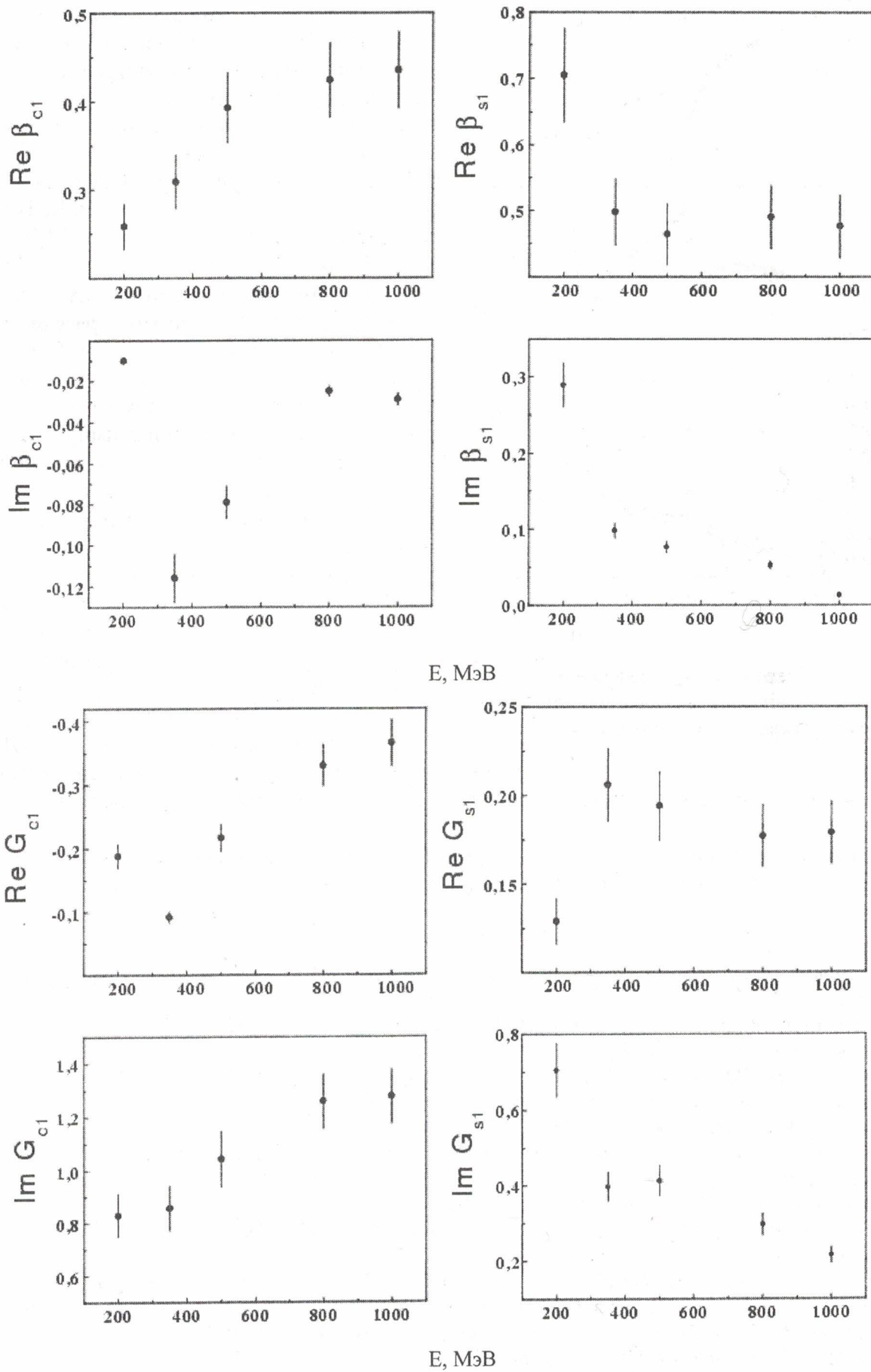


Рис. 2. Энергетическая зависимость параметров p - α амплитуды.

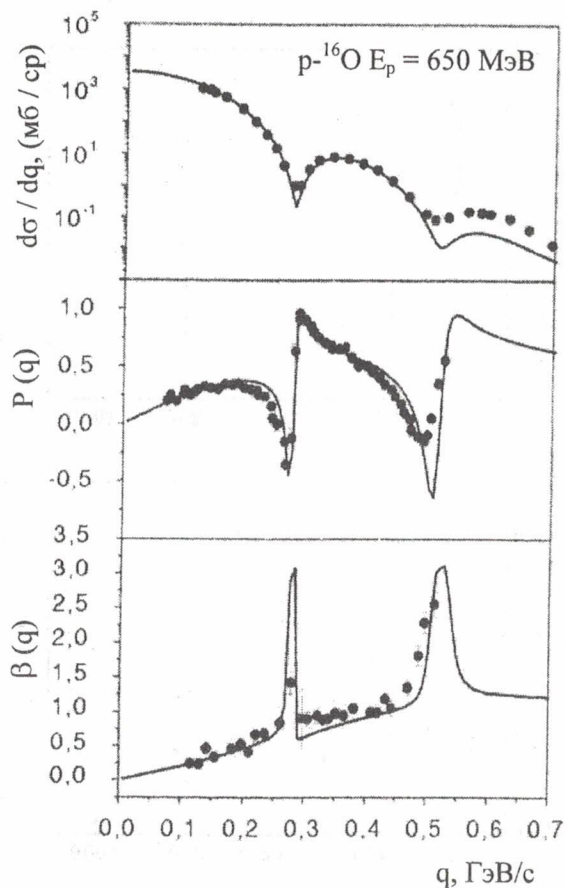


Рис. 3. Дифференциальное сечение и поляризационные наблюдаемые характеристики для упругого рассеяния протонов ядрами ^{16}O .

ты проведенных расчетов вместе с экспериментальными данными из [13] представлены на рис. 3.

Как видно из рис. 3, рассчитанные в таком подходе наблюдаемые характеристики для упругого $p\text{-}^{16}\text{O}$ рассеяния согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бережной Ю. А., Пилипенко В.В., Хоменко Г.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1981 - Т. 45. - С. 1953 - 1956.
2. Berezhnoy Yu. A., Pilipenko V.V., Khomenko G.A. // J. Phys. - 1984. - Vol. G 10. - P. 63 - 74.
3. Ahmad I., Khan Z.A. // Nucl.Phys. - 1976. - Vol. A274. - P. 519 - 524.
4. Антонов А.Н., Инопин Е.В. // Ядер. физика. - 1972. - Т. 16, вып. 1. - С. 74 - 80.
5. Antonov A.N. // Bulg. J. Phys. - 1975. - Vol. 11. - P. 287 - 292.
6. Ahmad I. // Phys.Lett. - 1971. - Vol. B36. - P. 301 - 303.
7. Glauber R.J. // Lectures in theoretical physics/ Ed. by W.E. Brittin, L.G. Dunham. - New York: Intersci. Publ. Inc., 1959. - Vol. 1. - P. 315 - 414.
8. Суменко А.Г. // УФЖ. - 1959. - Т. 4. - С. 152 - 163.
9. Alkhasov G.D., Belostotsky S.L., Vorobyov A.A. // Phys.Repts. - 1978. - Vol. C42. - P. 89 - 144.
10. Osland P., Glauber R.G. // Nucl.Phys. - 1979. - Vol. A326. - P. 225 - 232.
11. Moss G.A., Davis C.A., Greben J.M. et al. // Nucl. Phys. - 1983. - Vol. A392. - P. 361 - 367.
12. Hynes M.V., Picklesimer A., Tandy P.C., Thaler R.H. // Phys.Rev. - 1985. - Vol. C31. - P. 1438 - 1463.
13. Bleszynski E., Aas B., Adams D. et al. // Phys.Rev. - 1988. - Vol. C37. - P. 1527 - 1536.
14. Berezhnoy Yu. A., Mikhailyuk V. P., Pilipenko V.V. // J. Phys. - 1992. - Vol. G18. - P. 85 - 94.
15. Moss G.A., Greenians L.G., Cameron J.M. // Phys.Rev. - 1980. - Vol. C21. - P. 1932 - 1943.

**ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ЯВИЩА В ПРУЖНОМУ РОЗСІЯННІ ПРОТОНІВ ЯДРАМИ ${}^4\text{He}$
ТА ЕНЕРГЕТИЧНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ПАРАМЕТРІВ p - α АМПЛІТУДИ****Ю. А. Бережной, В. П. Михайлюк, В. В. Пилипенко**

Запропоновано параметризацію амплітуди пружного розсіяння протонів ядрами ${}^4\text{He}$. Наведено енергетичну залежність параметрів цієї амплітуди, отриману із співставлення розрахованих та вимірених величин, які спостерігаються в пружному p - ${}^4\text{He}$ розсіянні. На основі теорії багатократного дифракційного розсіяння та α -кластерної моделі з дисперсією з використанням даної параметризації p - α амплітуди розраховано величини, які спостерігаються в пружному розсіянні протонів ядрами ${}^{16}\text{O}$. Результати розрахунків узгоджуються з експериментальними даними.

**POLARIZATION PHENOMENA IN THE ELASTIC SCATTERING OF PROTONS ON
 ${}^4\text{He}$ NUCLEI AND ENERGY DEPENDENCE OF p - α AMPLITUDE PARAMETERS****Yu. A. Berezhnoy, V. P. Mikhailyuk, V. V. Pilipenko**

The parameterization of the elastic scattering amplitude of protons on ${}^4\text{He}$ nuclei was proposed. Energy dependence of the parameters of this amplitude obtained from the comparison of the calculated and measured observable in the elastic p - ${}^4\text{He}$ scattering was presented. On the basis of the multiple diffraction scattering theory and the α -cluster model with dispersion by using of this parameterization of p - α amplitude the observable in the proton elastic scattering on ${}^{16}\text{O}$ nuclei was calculated. The obtained results are in agreement with experimental data.

Поступила в редакцію 06.12.02,
после доработки – 21.02.03.