

**АНАЛИЗ РЕФРАКЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В РАССЕЯНИИ
 $^4\text{He} + ^{15}\text{N}, ^{18}\text{O}, ^{24}\text{Mg}, ^{44}\text{Ca}$ И ^{90}Zr ПРИ ЭНЕРГИЯХ $E(^4\text{He})=13-15$ МЭВ/НУКЛОН
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЛАВНЫХ МОНОТОННЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ
ЯДЕРНОЙ ФАЗЫ ОТ ОРБИТАЛЬНОГО МОМЕНТА**

© В. Ю. Корда*, А. С. Молев, Л. П. Корда

Институт электрофизики и радиационных технологий

НАН Украины, Харьков

На основе модельно независимого S -матричного подхода с использованием эволюционного алгоритма проведен анализ дифференциальных сечений упругого рассеяния ядер ^4He ядрами ^{15}N , ^{18}O , ^{24}Mg , ^{44}Ca и ^{90}Zr в области энергий $E(^4\text{He}) = 13 - 15$ МЭВ/нуклон. Показано, что количественное описание анализируемых сечений обеспечивается плавными монотонными зависимостями действительной и мнимой частей ядерной фазы от орбитального момента.

PACS: 24.10.Nt, 25.70.-z, 25.70.Vc

1. ВВЕДЕНИЕ

Большинство дифференциальных сечений упругого рассеяния ядер ^4He легкими и средними ядрами при энергиях вблизи критической энергии E_{cr} , характеризующей появление эффекта ядерной радуги (см. [1]), демонстрирует выраженные рефракционные структуры радужного типа и картину аномального рассеяния назад. Однако в сечениях рассеяния $^4\text{He} + ^{15}\text{N}, ^{18}\text{O}, ^{24}\text{Mg}, ^{44}\text{Ca}$ и ^{90}Zr при энергиях $E = 13 - 15$ МЭВ/нуклон, находящихся вблизи E_{cr} , картина аномального рассеяния при больших углах (вплоть до $\theta = 160 - 170^\circ$) отчетливо не проявляется. Результаты анализа такого поведения сечений с использованием оптической модели и формализма S -матрицы (см., например, [2-5]) свидетельствуют о возможности зондирования внутренней части области взаимодействия между сталкивающимися ядрами и получения важной информации о деталях этого взаимодействия.

*E-mail: kvyu@kipt.kharkov.ua

Найденные при этом модули S -матрицы и действительные части ядерной фазы рассеяния не являются плавными монотонными функциями орбитального момента, поскольку содержат различные немонотонные (резонансные) структуры внутри областей сильного поглощения и ядерной рефракции соответственно. Эти структуры играют важную роль в формировании рефракционных эффектов, наблюдающихся в рассматриваемых дифференциальных сечениях при больших углах. При этом различные теоретические подходы приводят к неодинаковым немонотонным структурам в ядерной части матрицы рассеяния $S_N(l)$ в пространстве моментов. Повторяемость появления таких структур в $S_N(l)$ при анализе исследуемых сечений подробно не изучалась. Очевидно, что только в случае появления одинаковых немонотонных структур в $S_N(l)$ для каждого из вариантов описания рассматриваемого дифференциального сечения следует признать необходимость существования таких структур и дать им соответствующую физическую интерпретацию.

Представляется интересным проанализировать указанные выше дифференциальные сечения в области энергий налетающих ядер 13 – 15 МэВ/нуклон на основе модельно независимого S -матричного подхода [6] с использованием плавных монотонных зависимостей модуля и фазы матрицы рассеяния $S_N(l)$ от орбитального момента. Этот подход оказался весьма успешным при описании сечений упругого рассеяния легких ядер ядрами при более высоких энергиях (см. [6, 7]). Результаты расчетов, выполненных в рамках выбранного S -матричного подхода, помогут уточнить, начиная с каких значений E можно использовать данный подход.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты дифференциальных сечений упругого рассеяния ядер ${}^4\text{He}$ ядрами ${}^{15}\text{N}$, ${}^{18}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{44}\text{Ca}$ и ${}^{90}\text{Zr}$ при $E = 13 - 15$ МэВ/нуклон проведены с помощью основанного на применении эволюционного алгоритма модельно независимого S -

матричного подхода [6] с использованием матрицы рассеяния в пространстве моментов в форме

$$S(l) = S_N(l) \exp(2i\sigma_C(l)), \quad S_N(l) = \eta(l) \exp(2i\delta_r(l)), \quad \eta(l) = \exp(-2\delta_a(l)),$$

где $\sigma_C(l)$ – фаза кулоновского рассеяния, в качестве которой выбиралась квазиклассическая фаза рассеяния точечного заряда на однородно заряженной сфере [8] (радиус сферы представлялся в виде $R_C = 1.3A_T^{1/3}$ фм [2], A_T – массовое число ядра мишени), $\delta_r(l)$ и $\delta_a(l)$ – действительная и мнимая части ядерной фазы (фазы матрицы рассеяния $S_N(l)$), описывающие ядерное преломление и поглощение соответственно. Эффекты, связанные с наличием спина у ядра ^{15}N , нами не учитывались.

Результаты расчетов приведены на рис. 1 и 2. Для каждой из изученных ядерных систем при энергии вблизи E_{cr} получена ядерная часть S -матрицы, характеризующаяся модулем $\eta(l)$ (фазой $\delta_a(l)$) и фазой $\delta_r(l)$, являющимися плавными монотонными функциями момента l . Использование найденных зависимостей $S_N(l)$ приводит к дифференциальным сечениям упругого рассеяния, показанным на рис. 2. Как видно, во всех рассмотренных случаях удалось получить корректное описание измеренных сечений. Фитирование дифференциальных сечений проводилось при стандартной экспериментальной погрешности 10% [6, 13]. Значения χ^2/N (N – число экспериментальных точек) для рассчитанных сечений упругого рассеяния $^4\text{He}+^{15}\text{N}$, $^4\text{He}+^{18}\text{O}$, $^4\text{He}+^{24}\text{Mg}$, $^4\text{He}+^{44}\text{Ca}$ и $^4\text{He}+^{90}\text{Zr}$ равны 2.8, 1.8, 3.2, 2.4 и 2.6 соответственно.

Из рис. 1 следует, что квантовая функция отклонения, найденная с помощью соотношения $\Theta(l) = 2(\delta_r(l+1) - \delta_r(l)) + 2d\sigma_C(l)/dl$, имеет типичный радужный минимум. Угол ядерной радуги, отвечающий минимуму функции $\Theta(l)$, принимает значения: $\theta_R = 126^\circ$, 128° , 122° , 156° и 201° для систем $^4\text{He}+^{15}\text{N}$ ($E =$

54.1 МэВ), ${}^4\text{He}+{}^{18}\text{O}$ ($E = 54.1$ МэВ), ${}^4\text{He}+{}^{24}\text{Mg}$ ($E = 50.0$ МэВ), ${}^4\text{He}+{}^{44}\text{Ca}$ ($E = 61.0$ МэВ) и ${}^4\text{He}+{}^{90}\text{Zr}$ ($E = 59.1$ МэВ) соответственно.

Поскольку для упругого ${}^4\text{He}-{}^{15}\text{N}$ -, ${}^4\text{He}-{}^{18}\text{O}$ - и ${}^4\text{He}-{}^{24}\text{Mg}$ -рассеяния угол радуги θ_R заметно меньше 180° , а поглощение в области малых l является относительно небольшим ($\eta(0)=2.48\cdot 10^{-2} - 8.97\cdot 10^{-2}$), то рефракционные (радужные) эффекты, включая быстрое и плавное убывание дифференциальных сечений при углах рассеяния $\theta \geq \theta_R$, в этих случаях оказываются отчетливо выраженными. Отметим, что при упругом ${}^4\text{He}-{}^{44}\text{Ca}$ -рассеянии ($E = 61.0$ МэВ) поглощение значительно сильнее подавляет проявление указанных эффектов по сравнению с перечисленными выше случаями, поэтому следует говорить не о наблюдении ядерной радуги, а лишь об идентификации связанных с ней остаточных эффектов („остаточная” ядерная радуга [4]). Рассчитанные функции отклонения (рис. 1) в области отрицательных значений в основном симметричны относительно точки ядерной радуги (минимума $\Theta(l)$), что характерно для функций $\Theta(l)$, описывающих рассеяние легких ядер ядрами в области более высоких энергий (см., например, [4, 14]).

Форма „приведенной” мнимой части ядерной фазы $\mu(l) = \delta_a(l) / \delta_r(l)$ (см. рис. 1) указывает на принадлежность матрицы рассеяния для каждой из рассмотренных систем к систематике [15, 16]. Об этом свидетельствуют выраженный максимум (его величина в изученных случаях составляет $0.32 - 1.56$), вслед за которым происходит быстрое и плавное убывание $\mu(l)$, и обусловленное наличием заметной прозрачности ядер поведение $\mu(l)$ в области малых l ($\mu(0) = 0.06 - 0.09$). Рассчитанные нами значения полного сечения реакций $\sigma_R^t = 1021, 1261, 1216, 1498$ и 1964 мбн для систем ${}^4\text{He}+{}^{15}\text{N}$, ${}^4\text{He}+{}^{18}\text{O}$, ${}^4\text{He}+{}^{24}\text{Mg}$, ${}^4\text{He}+{}^{44}\text{Ca}$ и ${}^4\text{He}+{}^{90}\text{Zr}$ соответственно согласуются с результатами [5, 17, 18], найденными с использованием других теоретических подходов.

В качестве примера на рис. 3 полученные нами модуль $\eta(l)$, действительная часть ядерной фазы $\delta_r(l)$ и функция $\Theta(l)$ для ${}^4\text{He}-{}^{44}\text{Ca}$ -рассеяния при $E = 61.0$ МэВ сравниваются с соответствующими величинами, рассчитанными по оптической модели с помощью девятипараметрического представления комплексного

ядро-ядерного потенциала [2]. Поведение ядерной части матрицы рассеяния, найденное на основе используемого модельно независимого S -матричного подхода, существенно отличается от полученного по оптической модели, поскольку модуль S -матрицы и действительная часть ядерной фазы, связанные с указанным комплексным оптическим потенциалом, не являются плавными монотонными функциями орбитального момента и содержат немонотонные структуры резонансного типа. В рамках потенциального подхода обычно используют два варианта расчета функции отклонения (см., например, [19]), основанных на использовании комплексного оптического потенциала или только его действительной части. Результаты для указанных вариантов расчета $\Theta(l)$ в случае ${}^4\text{He}$ - ${}^{44}\text{Ca}$ -рассеяния при $E = 61.0$ МэВ приведены на рис. 3 г. Функция $\Theta(l)$ для рассеяния комплексным оптическим потенциалом имеет сложную форму, характеризующуюся присутствием узких немонотонных структур, а функция отклонения, полученная с использованием только действительной части оптического потенциала, демонстрирует типичную радужную форму при $l \leq 18$ и в области отрицательных значений является асимметричной относительно своего минимума (см. [4]) в отличие от найденной с помощью S -матричного подхода [6]. Такая асимметричная форма характерна также для функций отклонения, рассчитанных для действительных частей оптических потенциалов в остальных рассмотренных случаях ядро-ядерного рассеяния. Отметим, что минимум найденной нами функции $\Theta(l)$ для ${}^4\text{He}$ - ${}^{44}\text{Ca}$ -рассеяния при $E = 61.0$ МэВ лежит в области меньших значений l по сравнению с минимумом функции отклонения, полученной в рамках оптической модели.

Поскольку применяемый S -матричный подход позволяет достичь лучшего согласия рассчитанного и измеренного сечений ${}^4\text{He}$ - ${}^{44}\text{Ca}$ -рассеяния, чем оптическая модель, то для описания рассматриваемой картины рассеяния предпочтительнее использовать простую форму $S_N(l)$, определяемую величинами $\eta(l)$ и $\delta_r(l)$ с плавными монотонными зависимостями от l .

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния ${}^4\text{He}+{}^{15}\text{N}$ при $E = 54.1$ МэВ, ${}^4\text{He}+{}^{18}\text{O}$ при $E = 54.1$ МэВ, ${}^4\text{He}+{}^{24}\text{Mg}$ при $E = 50.0$ МэВ, ${}^4\text{He}+{}^{44}\text{Ca}$ при $E = 61.0$ МэВ и ${}^4\text{He}+{}^{90}\text{Zr}$ при $E = 59.1$ МэВ, проведенного на основе модельно независимого S -матричного подхода [6], свидетельствуют о том, что количественное описание имеющихся экспериментальных данных в области углов $\theta \leq 175^\circ$ обеспечивается использованием модуля S -матрицы (мнимой части ядерной фазы) и действительной части ядерной фазы, являющимися плавными монотонными функциями орбитального момента.

Если в рамках используемого модельно независимого S -матричного подхода допустить появление в модуле $\eta(l)$ и функции отклонения $\Theta(l)$ немонотонных структур, то можно получить заметно лучшие результаты подгонки анализируемых сечений ядро-ядерного рассеяния по сравнению с приведенными на рис. 2. Однако присутствующие в $\eta(l)$ и $\Theta(l)$ немонотонные структуры оказываются неодинаковыми при разных запусках процедуры фитирования и отличаются от полученных в рамках оптической модели (см. рис. 3) и S -матричного подхода [5, 18]. Исходя из вышеизложенных результатов, нельзя подтвердить обоснованность существования указанных немонотонных структур.

Для каждого из рассмотренных случаев ядро-ядерного рассеяния квантовая функция отклонения имеет вид, характерный для случая ядерной радуги, и в области отрицательных значений в основном является симметричной относительно своего минимума в отличие от асимметричной формы, присущей функциям $\Theta(l)$, полученным с использованием действительной части оптического потенциала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D.A. Goldberg and S.M. Smith , Phys. Rev. Lett. **29**, 500 (1972).
2. Th. Delbar, Gh. Gregoire, G. Paic, *et al.*, Phys. Rev. C **18**, 1237 (1978).
3. L.W. Put and A.M.J. Paans, Nucl. Phys. A **291**, 93 (1977).
4. K.W. McVoy, H.M. Khalil, M.M. Shalaby, *et al.*, Nucl. Phys. A **455**, 118 (1986).
5. А.В. Кузниченко, В.В. Пилипенко, Г.М. Онищенко и др., Изв. РАН. Сер. физ. **66**, 701 (2002).
6. V.Yu. Korda, A.S. Molev, and L.P. Korda, Phys. Rev. C **72**, 014611 (2005).
7. В.Ю. Корда, А.С. Молев, Л.П. Корда, Изв. РАН. Сер. физ. **69**, 63 (2005).
8. Yu.A. Berezhnoy and V.V. Pilipenko, Mod. Phys. Lett. A **10**, 2305 (1995).
9. H. Abele, H.J. Hauser, A. Korber, *et al.*, Z. Phys. A **326**, 373 (1987).
10. M. Reed, Report UCRL-18414, Berkley, 1968.
11. R. Neu, S. Welte, H. Clement, *et al.*, Phys. Rev. C **39**, 2145 (1989).
12. H. Lohner, H. Eickhoff, D. Frekers, *et al.*, Z. Phys. A **286**, 99 (1978).
13. D.T. Khoa, W. von Oertzen, H.G. Bohlen, *et al.*, Nucl. Phys. A **672**, 387 (2000).
14. H.M. Khalil, K.W. McVoy, and M.M. Shalaby, Nucl. Phys. A **455**, 100 (1986).
15. M.E. Brandan and K.W. McVoy, Phys. Rev. C **55**, 1362 (1997).
16. Y.J. Kim and M.H. Cha, Int. J. Mod. Phys. E **11**, 211 (2002).
17. В.В. Пилипенко, ЯФ **62**, 1576 (1999).
18. А.В. Кузниченко, Г.М. Онищенко, В.В. Пилипенко и др., ЯФ **70**, 1071 (2007).
19. M.E. Brandan and K.W. McVoy, Phys. Rep. **285**, 143 (1997).

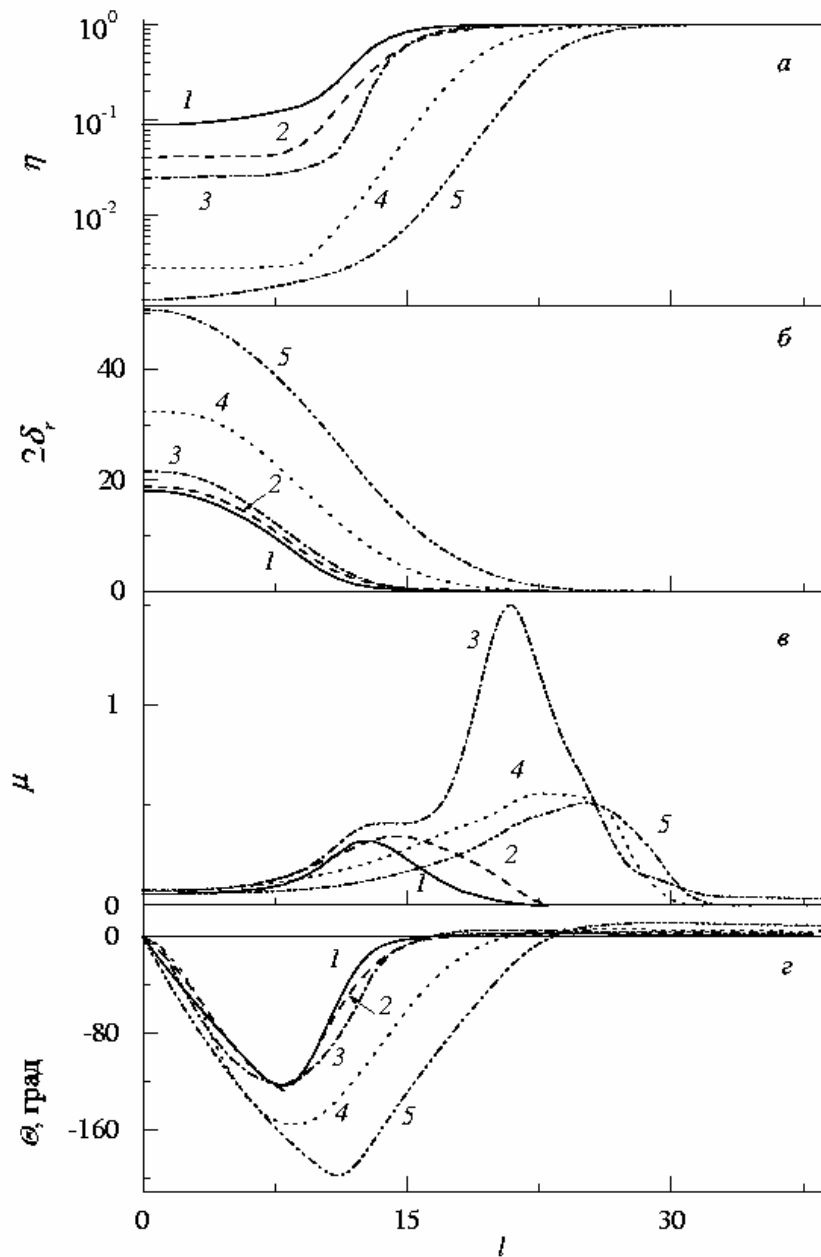


Рис. 1. Модуль матрицы рассеяния (*а*), действительная часть ядерной фазы (*б*), приведенная мнимая часть ядерной фазы (*в*) и функция отклонения (*г*) для упругого рассеяния ${}^4\text{He}+{}^{15}\text{N}$ при $E = 54.1$ МэВ (1), ${}^4\text{He}+{}^{18}\text{O}$ при $E = 54.1$ МэВ (2), ${}^4\text{He}+{}^{24}\text{Mg}$ при $E = 50.0$ МэВ (3), ${}^4\text{He}+{}^{44}\text{Ca}$ при $E = 61.0$ МэВ (4) и ${}^4\text{He}+{}^{90}\text{Zr}$ при $E = 59.1$ МэВ (5).

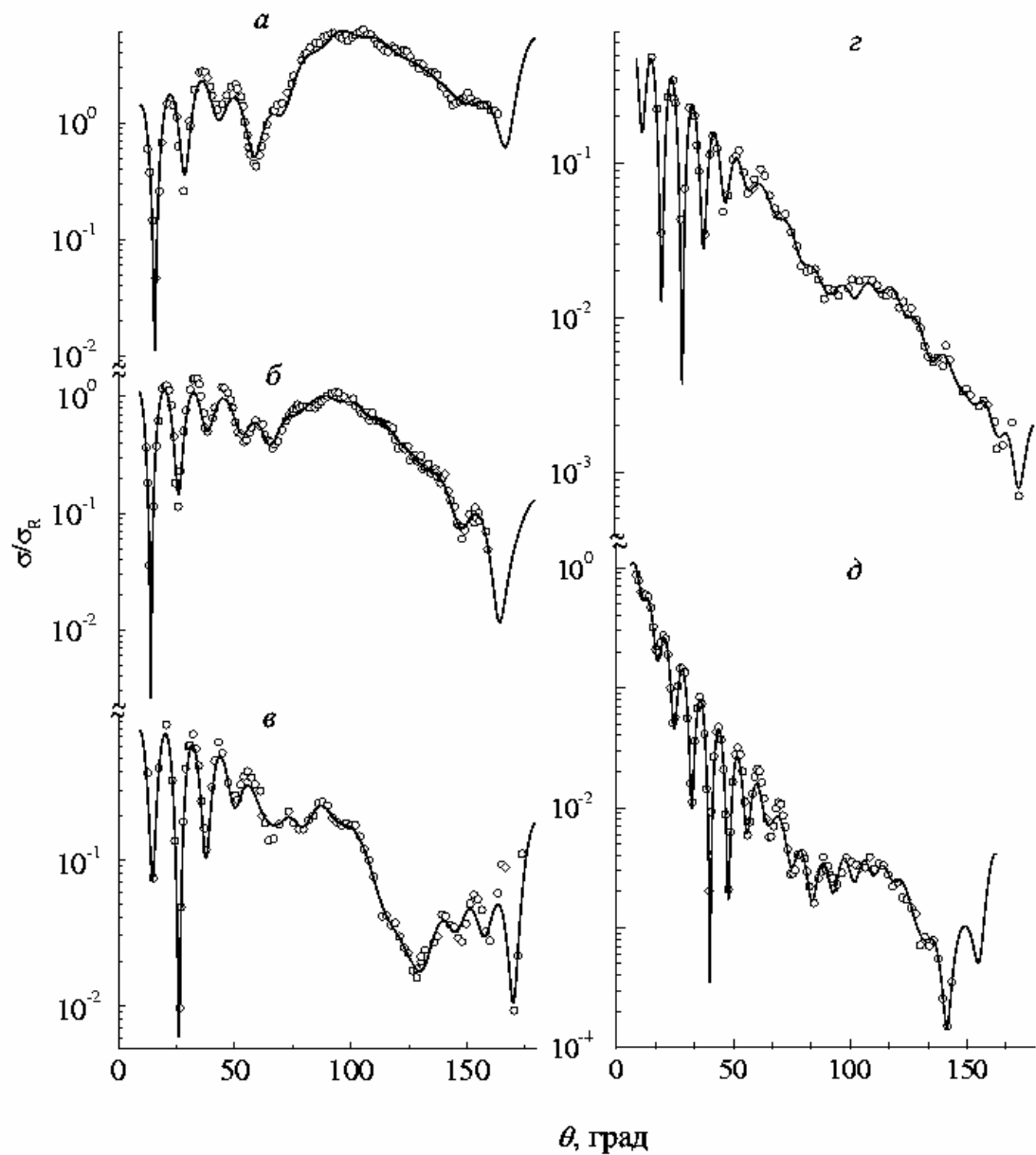


Рис. 2. Отношения дифференциальных сечений упругого рассеяния к резерфордскому для систем ${}^4\text{He}+{}^{15}\text{N}$ при $E = 54.1$ МэВ (*a*), ${}^4\text{He}+{}^{18}\text{O}$ при $E = 54.1$ МэВ (*б*), ${}^4\text{He}+{}^{24}\text{Mg}$ при $E = 50.0$ МэВ (*в*), ${}^4\text{He}+{}^{44}\text{Ca}$ при $E = 61.0$ МэВ (*г*) и ${}^4\text{He}+{}^{90}\text{Zr}$ при $E = 59.1$ МэВ (*д*). Точки – экспериментальные данные [3, 9–12].

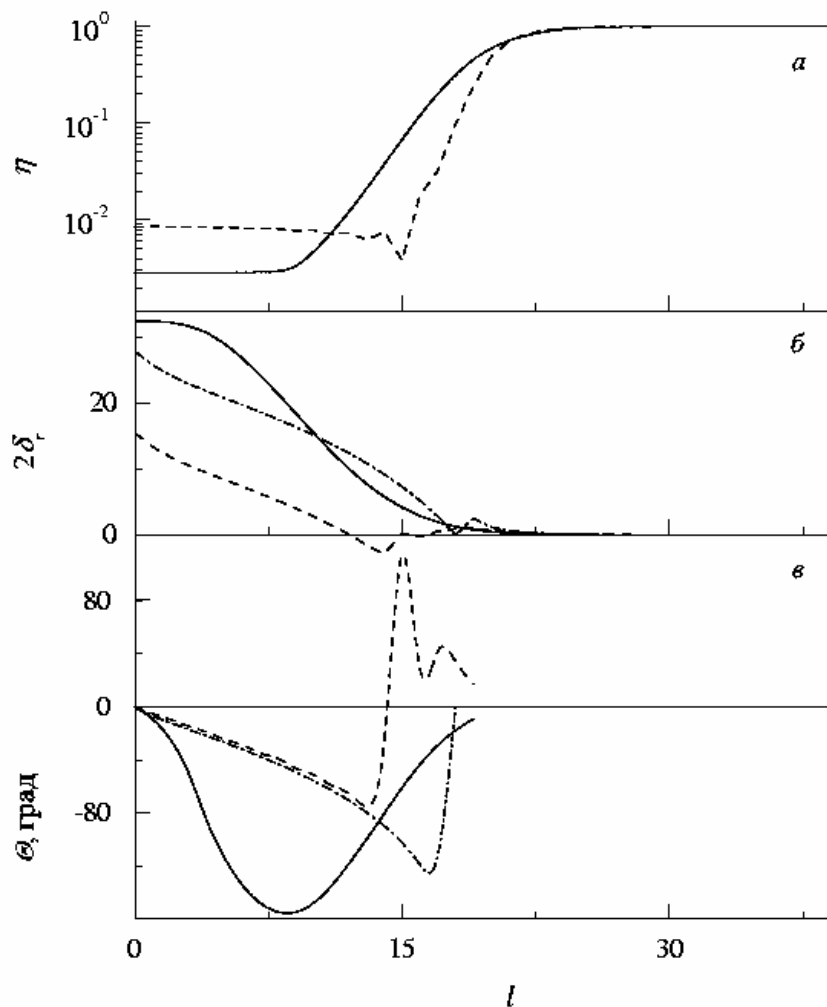


Рис. 3. Модуль матрицы рассеяния (*a*), действительная часть ядерной фазы (*б*) и функция отклонения (*в*) для упругого рассеяния ${}^4\text{He}+{}^{44}\text{Ca}$ при $E = 61.0$ МэВ. Сплошные кривые – те же, что и на рис. 1, штриховые – расчет с оптическим потенциалом [2], штрихпунктирные – расчет с использованием только действительной части оптического потенциала [2].