

БЕЗМОДЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАТРИЦЫ РАССЕЙЯНИЯ $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$
ПРИ ЭНЕРГИИ $E(^{16}\text{O}) = 200 - 281$ МЭВ

© В.Ю.Корда, А.С.Молев, Л.П.Корда

НТЦ электрофизической обработки НАН Украины, Харьков, Украина

Численные зависимости модуля матрицы рассеяния и ядерной фазы от орбитального момента для $^{16}\text{O}-^{12}\text{C}$ -рассеяния при энергии $E(^{16}\text{O}) = 200 - 281$ МЭВ извлечены непосредственно из экспериментальных данных по упругому рассеянию с помощью процедуры фитирования сечений, использующей эволюционный алгоритм с плавной деформацией этих зависимостей.

Сложные эйри-структуры, наблюдаемые в дифференциальных сечениях упругого $^{16}\text{O}-^{12}\text{C}$ -рассеяния при лабораторной энергии $E(^{16}\text{O}) \geq 10 - 15$ МЭВ/нуклон, являются объектами пристального исследования в рамках как микроскопического, так и феноменологического подходов (например, [1–4]). При $E(^{16}\text{O}) = 200$ МЭВ имеет место наиболее отчетливо выраженная рефракционная структура среди всех исследованных случаев рассеяния ядер ^{16}O и ^{12}C , характеризующаяся двумя интенсивными максимумами радужного типа с глубоким минимумом между ними. В дифференциальном сечении упругого $^{16}\text{O}-^{12}\text{C}$ -рассеяния при $E(^{16}\text{O}) = 230$ МЭВ также наблюдаются два таких максимума. В [1, 5] они были идентифицированы как первичный и вторичный радужные максимумы, а в [4] – как максимумы второго и третьего порядков. С увеличением энергии налетающих ядер выраженная эйри-структура сглаживается. Так, при энергии 281 МЭВ можно достаточно четко выделить лишь малоинтенсивный минимум при угле рассеяния $\theta = 45^\circ$ с последующим небольшим максимумом. В [1] такая структура была интерпретирована как эйри-минимум первого порядка и основной радужный максимум, тогда как в

[4] она рассматривалась как эйри-структура второго порядка. Отметим, что различная физическая интерпретация эйри-структур в сечениях $^{16}\text{O}-^{12}\text{C}$ -рассеяния была получена в рамках оптической модели с использованием вудсаксоновского потенциала.

Стандартный оптический потенциал с шестью параметрами и традиционные шестипараметрические модельные представления матрицы рассеяния $S(L)$ в пространстве моментов не обеспечивают количественного описания указанных выше рефракционных структур в дифференциальных сечениях упругого $^{16}\text{O}-^{12}\text{C}$ -рассеяния во всем угловом диапазоне измерений [4, 6]. Качество описания экспериментальных данных удастся улучшить, если использовать матрицу рассеяния в более общей форме, когда модуль S -матрицы $\eta(L)$ и ядерная фаза $\delta(L)$ могут иметь немонотонное поведение. К таким подходам относятся, в частности, S -матричные модели [6, 7], в которых из-за учета отдельных полюсов Редже плавная монотонная зависимость S -матрицы от L оказывается сильно нарушенной. Поэтому важно определить, можно ли корректно описать изучаемые сечения с использованием модуля $\eta(L)$ и ядерной фазы $\delta(L)$, являющихся плавными монотонными функциями орбитального момента.

В настоящей работе нами использован безмодельный подход [8, 9], в рамках которого численные зависимости модуля S -матрицы и ядерной фазы от орбитального момента для $^{16}\text{O}-^{12}\text{C}$ -рассеяния при энергии $E(^{16}\text{O}) = 200 - 281$ МэВ извлечены непосредственно из экспериментальных данных с помощью процедуры фитирования сечений, использующей эволюционный алгоритм с плавной деформацией этих зависимостей.

Расчеты дифференциальных сечений упругого $^{16}\text{O}-^{12}\text{C}$ -рассеяния проводились с помощью матрицы рассеяния в форме

$$S(L) = \eta(L)\exp[2i(\delta(L)+\sigma_C(L))], \quad (1)$$

где $\sigma_C(L)$ – фаза кулоновского рассеяния, в качестве которой выбиралась квазиклассическая фаза [10], отвечающая взаимодействию точечного заряда с однородно заряженной сферой с радиусом R_C ($R_C = r_C (16^{1/3} + 12^{1/3})$, $r_C = 0,86$ Фм [11]), не зависящим от энергии. Функция отклонения имеет вид: $\Theta(L) = 2(\delta(L) - \delta(L-1)) + 2d\sigma_C(L)/dL$.

Результаты расчетов на основе используемого безмодельного подхода приведены на рис. 1 – 4. При каждом из рассматриваемых значений энергии нами были получены две различные зависимости $S(L)$ (варианты I и II на рис. 1, 2), использование которых приводит к дифференциальным сечениям, показанным на рис. 3 и 4. В обоих случаях удалось получить хорошее согласие рассчитанных и измеренных сечений. Как и в [12], фитирование дифференциальных сечений проводилось при стандартной экспериментальной ошибке 10%. Значения χ^2 для рассчитанных сечений упругого рассеяния равны 2,6; 2,1; 1,5 и 2,0 (вариант I) и 2,7; 2,7; 1,5 и 1,9 (вариант II) при $E = 200$; 230; 260 и 281 МэВ соответственно.

Полные сечения реакций для перечисленных выше четырех значений E , полученные с использованием обоих вариантов представления $S(L)$, следующие: $\sigma_R^t = 1554, 1542, 1531$ и 1474 мб (вариант I) и $1563, 1552, 1529$ и 1428 мб (вариант II). Приведенные результаты подтверждают тенденцию уменьшения полного сечения реакций с ростом энергии налетающих ядер и согласуются с величинами [6, 13], найденными с помощью других подходов.

Угол ядерной радуги, отвечающий минимуму функции отклонения $\Theta(L)$, имеет значения $\theta_R = 107; 87; 75$ и 69° (вариант I) и $144; 119; 106$ и 101° (вариант II) при $E = 200; 230; 260$ и 281 МэВ соответственно. В связи с этим для варианта I широкие максимумы около $90; 64; 54$ и 49° в сечениях ^{16}O – ^{12}C -рассеяния при $E = 200; 230; 260$ и 281 МэВ соответственно интерпретируются как первичные радужные максимумы, а минимумы вблизи $66; 56; 48$ и 45° – как эйри-минимумы первого порядка. Приведенная идентификация

эйри-структур такая же, как и в [1, 3] и согласуется с систематикой положений радужных особенностей для рассеяния $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ и $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (см., например, [4, 12, 14]). Результаты расчетов в случае варианта II подтверждают выводы [4] о характеристиках наблюдаемых радужных эффектов. Отметим, что для варианта II, который дает несколько худшее согласие с экспериментальными данными, характерно наличие более сильного ядерного преломления и более сильного поглощения в области небольших моментов по сравнению с вариантом I.

Из приведенных выше результатов следует, что возникновение определенной эйри-структуры при больших углах рассеяния обусловлено конкретным сочетанием величин поглощения, ядерной рефракции и кулоновского взаимодействия сталкивающихся ядер. Для однозначного выбора между различными вариантами описания рассматриваемых сечений упругого $^{16}\text{O}-^{12}\text{C}$ -рассеяния необходимо провести анализ данных в более широкой области углов.

Матрица рассеяния (1) во всех изученных случаях характеризуется плавной зависимостью от L , поскольку извлеченные из экспериментальных данных модуль $\eta(L)$ и ядерная фаза $\delta(L)$ являются плавными монотонными функциями L . При этом функция отклонения имеет типичный для случая ядерной радуги вид. Отмеченное поведение $\eta(L)$ и $\delta(L)$ без наличия каких-либо особенностей, обусловленных проявлением отдельных полюсов Редже, правильно характеризует эффекты сильного поглощения и ядерного преломления в $^{16}\text{O}-^{12}\text{C}$ -рассеянии при рассматриваемых значениях энергии.

Таким образом, результаты безмодельного анализа дифференциальных сечений упругого $^{16}\text{O}-^{12}\text{C}$ -рассеяния при $E(^{16}\text{O}) = 13 - 18$ МэВ/нуклон с использованием эволюционного алгоритма свидетельствуют о том, что количественное описание имеющихся экспериментальных данных достигается с помощью матрицы рассеяния, которая определяется модулем и ядерной фазой, являющимися плавными монотонными функциями орбитального момен-

та. Для объяснения особенностей наблюдаемых эйри-структур необходимо изучать сечения упругого $^{16}\text{O}-^{12}\text{C}$ -рассеяния в максимально широком диапазоне углов. Это позволит получить более детальную информацию о ядерном взаимодействии, в частности, установить, какое сочетание величин поглощения, ядерной рефракции и кулоновского взаимодействия имеет место в системе $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ при определенном значении энергии налетающих ядер.

Авторы признательны А.С. Демьяновой за предоставление таблицы с экспериментальными данными, опубликованными в [1, 4, 5].

Настоящая работа выполнена при поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины, проект № 02.07/372.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глухов Ю. А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т. 65. № 5. С. 647.
2. Гончаров С. А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т. 65. № 5. С. 651.
3. Brandan M. E. et al. // Nucl. Phys. A. 2001. V. 688. P. 659.
4. Ogloblin A. A. et al. // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1523.
5. Ogloblin A. A. et al. // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 044601.
6. Кузниченко А.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т. 66. № 5. С. 701.
7. McEvan M.A., Cooper S.G., Mackintosh R.S. // Nucl. Phys. A. 1993. V. 552. P. 401.
8. Молев А.С., Корда В.Ю. Тез. докл. 53-го Междунар. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. С-Пб., 2003. С. 66.
9. Korda V.Yu., Molev A.S., Korda L.P. // Вестник Харьковского национального университета. Сер. физ. 2002. Т. 559. № 2. С. 37.
10. Berezhnoy Yu. A., Pilipenko V.V. // Mod. Phys. Lett. A. 1995. V. 10. P. 2305.
11. Kobos A.M., Brandan M. E., Satchler G.R. // Nucl. Phys. A. 1988. V. 487. P. 457.
12. Dao Khoa T. et al. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 672. P. 387.
13. Brandan M. E., Satchler G.R. // Nucl. Phys. A. 1988. V. 487. P. 477.
14. Brandan M. E., Satchler G.R. // Phys. Rep. 1997. V. 285. P. 143.

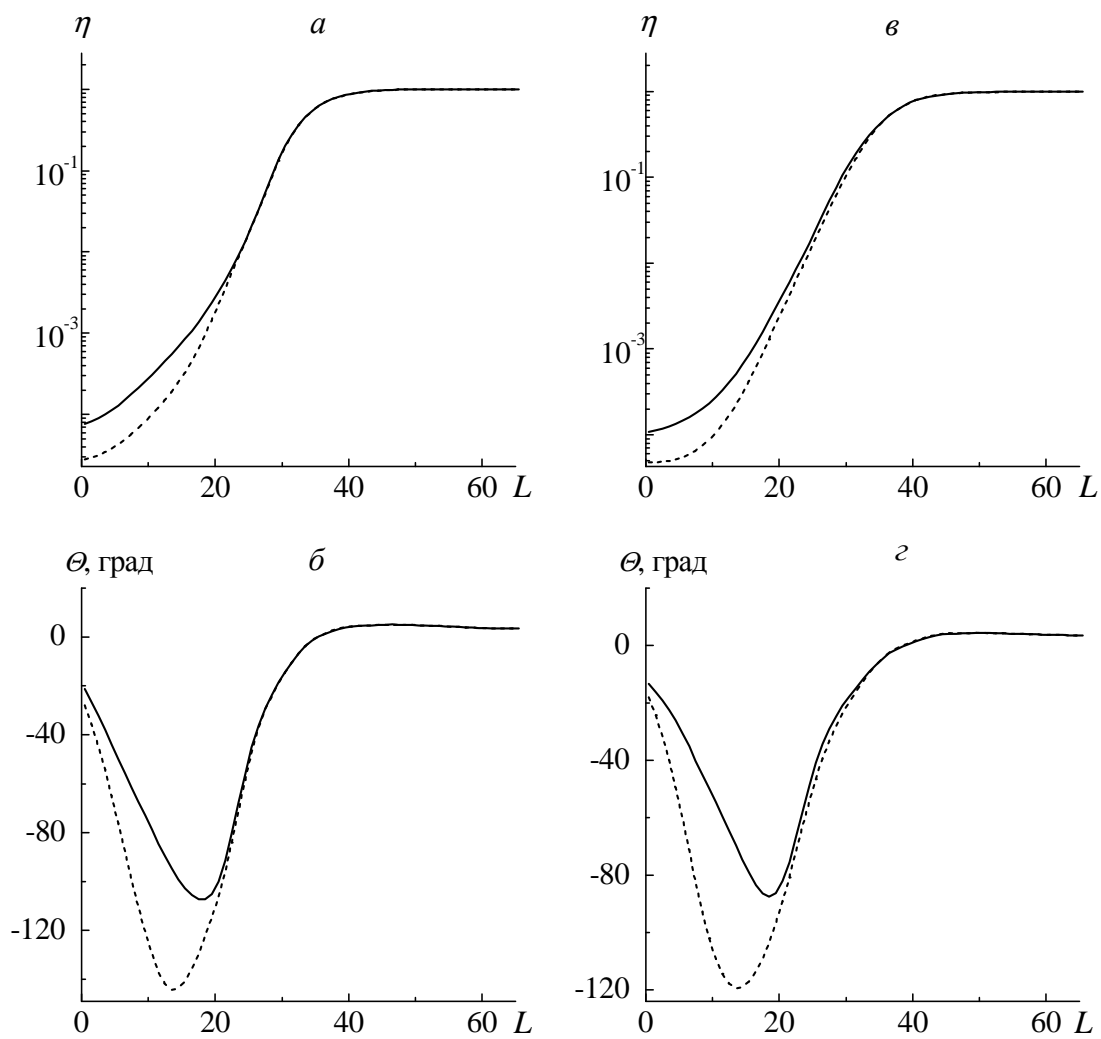


Рис. 1. Модуль матрицы рассеяния (*a*, *в*) и функция отклонения (*б*, *г*) для упругого ^{16}O – ^{12}C -рассеяния: *a*, *б* – для $E(^{16}\text{O}) = 200$ МэВ, *в*, *г* – для $E(^{16}\text{O}) = 230$ МэВ (сплошные кривые – вариант I, штриховые – вариант II).

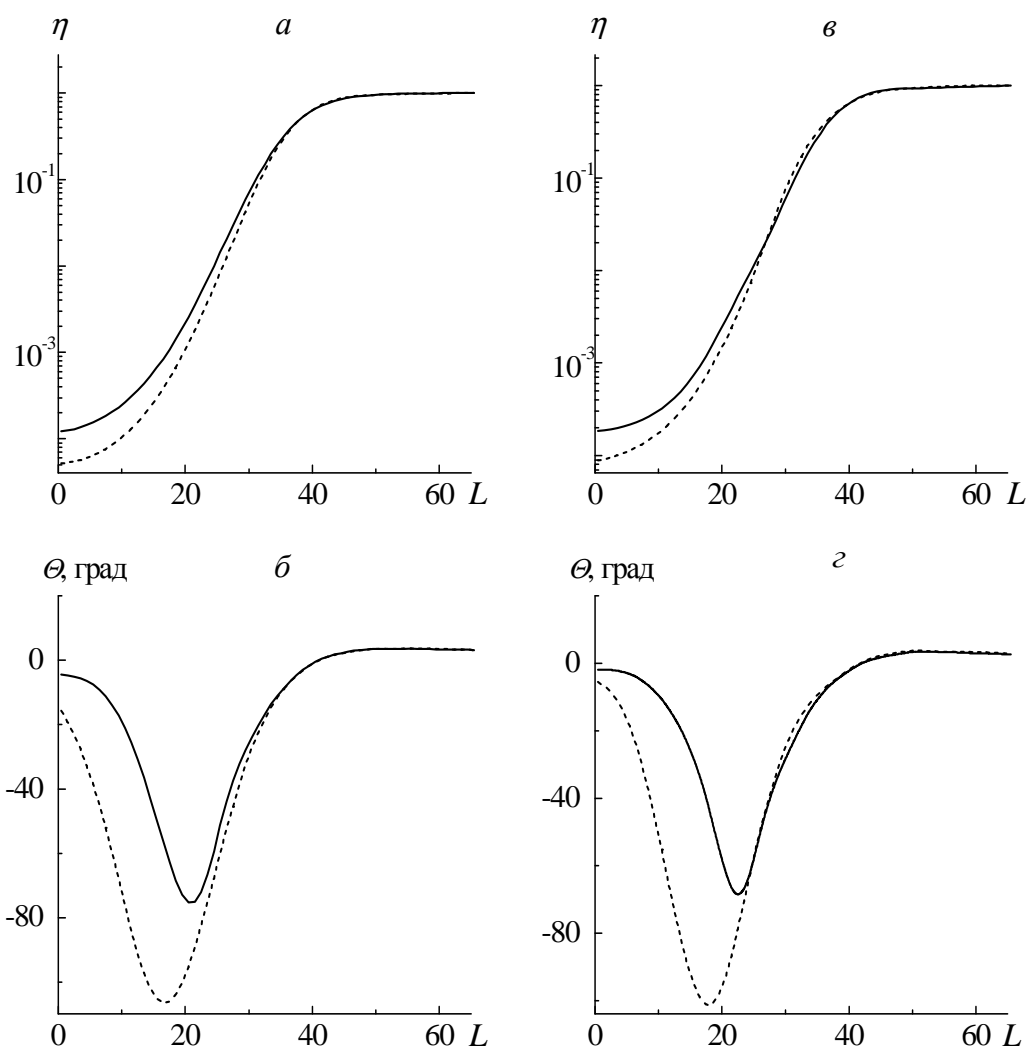


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для $E(^{16}\text{O}) = 260$ МэВ (*a*, *б*) и 281 МэВ (*в*, *г*).

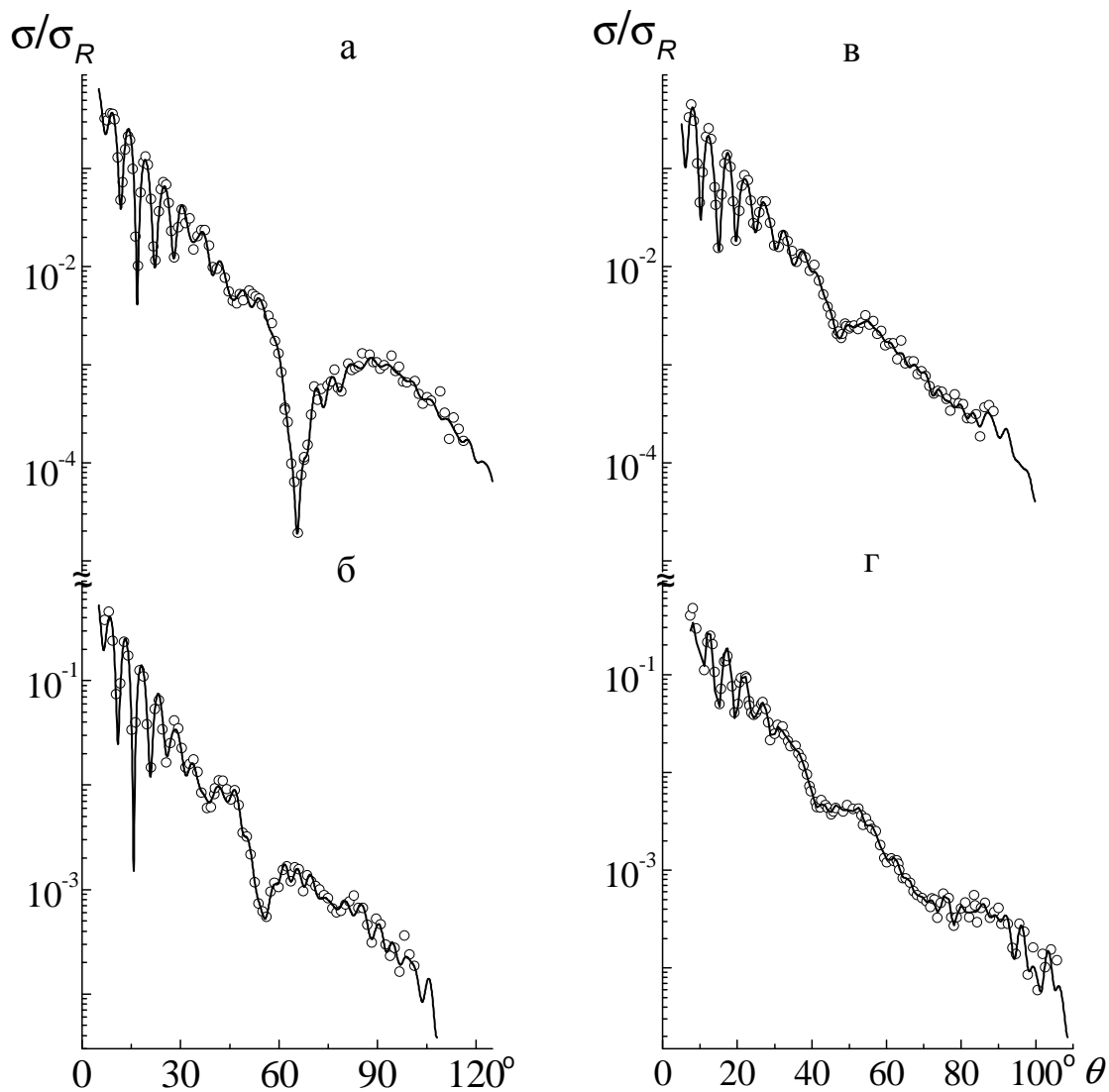


Рис. 3. Отношения дифференциальных сечений упругого $^{16}\text{O} - ^{12}\text{C}$ -рассеяния к резерфордским при $E(^{16}\text{O}) = 200$ МэВ (а), 230 МэВ (б), 260 МэВ (в) и 281 МэВ (г). Кривые рассчитаны с использованием матрицы рассеяния для варианта I. Точки – экспериментальные данные [1, 4, 5].

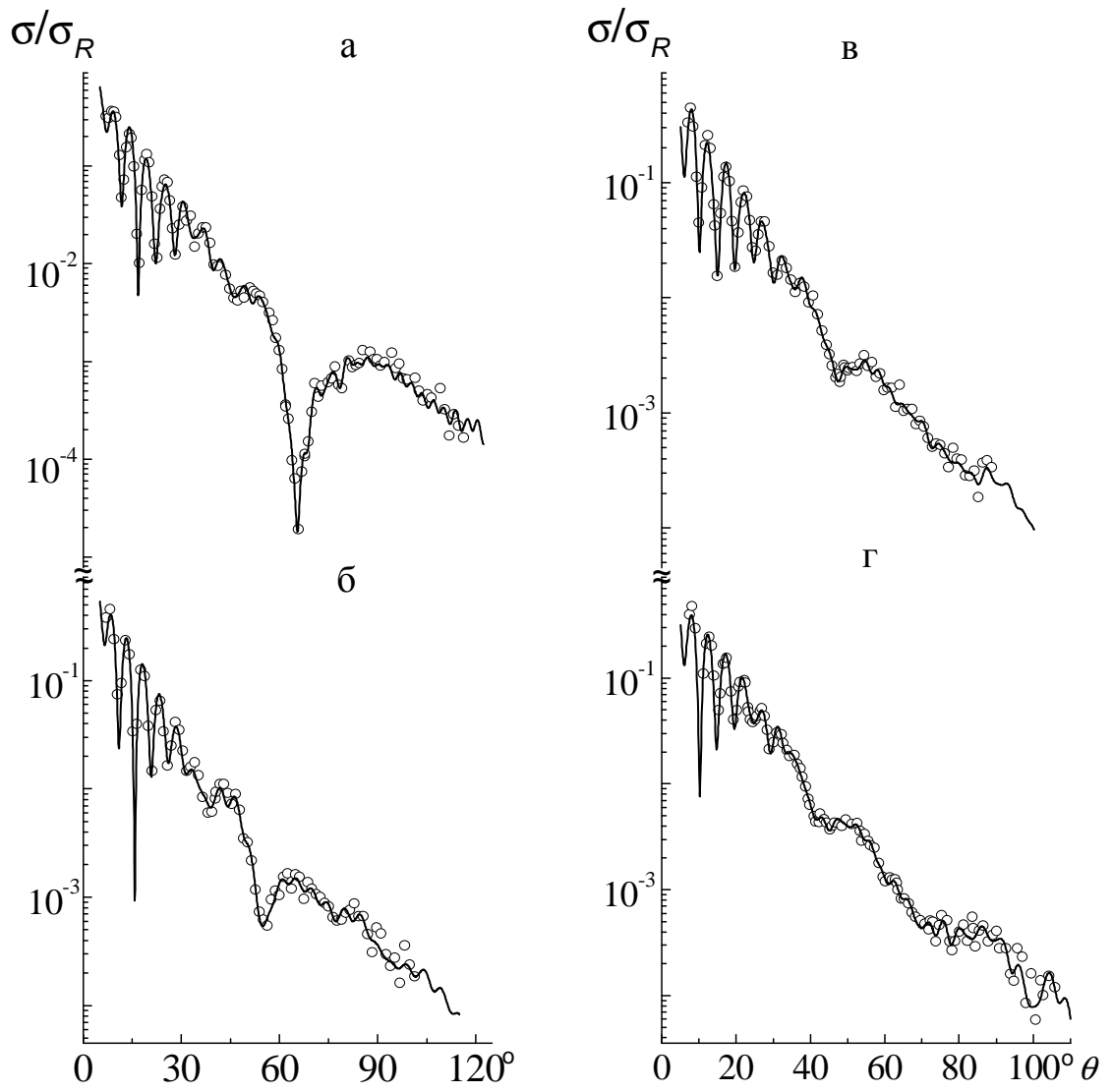


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но в случае использования матрицы рассеяния для варианта II.