

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

755383

29/III-83

P4-83-403

М.Гмитро, С.С.Камалов, Р.Мах*, М.Г.Сапожников

ЭФФЕКТЫ СХОДА ПИОНА
С ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ
В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ π -МЕЗОНОВ
НА ЯДРАХ

Направлено в "ЯФ"

* Институт ядерной физики, Ржеж

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Во многих работах исследовался вопрос о том, как различные способы продолжения пион-нуклонной матрицы рассеяния $t_{\pi N}$ вне энергетической πN -поверхности сказываются на характеристиках πA рассеяния при промежуточных энергиях /см. /1-3/. Было показано, что в случае упругого πA рассеяния изменения, возникающие при разных выборах $t_{\pi N}$ вне энергетической поверхности, в целом не слишком велики. Этот факт является косвенным указанием на то, что основные черты упругого πA рассеяния определяются такими процессами перерассеяния, в которых пион находится на энергетической поверхности. Однако роль этих эффектов в упругом πA рассеянии исследована довольно плохо, хотя в работах /4-6/ было замечено, что расчеты, выполненные с учетом только πA перерассеяния на энергетической поверхности, довольно хорошо воспроизводят экспериментальные данные, главным образом, в районе энергий $\Delta(3,3)$ -резонанса. Некоторые теоретические аспекты, имеющие отношение к этой проблеме, обсуждались в /7,8/.

Нами было предпринято систематическое исследование роли πA -перерассеяния на энергетической поверхности, эффекты которого выделялись посредством учета в пион-ядерной функции Грина

$$G(E) = (E - K_{\pi} - H_A + i\epsilon)^{-1} = \frac{\mathcal{P}}{E - K_{\pi} - H_A} - i\pi\delta(E - K_{\pi} - H_A) \quad /1/$$

только второго слагаемого

$$G(E) \approx -i\pi\delta(E - K_{\pi} - H_A) \quad /2/$$

K_{π} - оператор кинетической энергии пиона, H_A - гамильтониан ядра, а символ \mathcal{P} означает интегрирование в смысле главного значения/. Было проанализировано упругое рассеяние пионов на ядрах ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{16}O и ^{24}Mg в диапазоне энергий $T_{\pi} = 50-250$ МэВ. Расчеты проводились в рамках оптической модели /OM/ с потенциалом первого порядка $U^{(1)}$. В случае упругого π ^4He рассеяния использовалась также OM с потенциалом второго порядка $U^{(2)}$. Краткое описание формализма OM и процедуры построения потенциалов $U^{(1)}$ и $U^{(2)}$ содержится в разделе 2. В разделе 3 проводится сравнение результатов вычислений в приближении /2/ с расчетами по OM с полной функцией Грина /1/. Показано, что расчеты в рамках приближения /2/, которое существенно упрощает рассмотрение за-

дачи πA рассеяния, довольно хорошо описывают экспериментальные данные. Особенно хорошее согласие с экспериментом получается для легчайших ядер. С ростом энергии налетающего пиона эффекты пион-ядерного перерассеяния со сходом с энергетической πA поверхности становятся все менее существенными. Обсуждение результатов и их анализ, проведенный в разделе 4, позволяющий сделать вывод о том, что пион-ядерное перерассеяние на энергетической поверхности дает основной вклад в упругое πA рассеяние.

2. ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ С ПОТЕНЦИАЛАМИ ПЕРВОГО И ВТОРОГО ПОРЯДКОВ $U^{(1)}$ И $U^{(2)}$

Подробное описание процедуры построения оптических потенциалов $U^{(1)}$ и $U^{(2)}$ содержится в работах ^{9-11/}. Поэтому здесь мы ограничимся лишь перечислением основных ингредиентов, входящих в состав $U^{(1)}$ и $U^{(2)}$.

В импульсном пространстве потенциал первого порядка для ядер с нулевым спином и изоспином $J = T = 0$ имеет вид

$$U^{(1)}(\vec{Q}', \vec{Q}, E) = (A - S) \langle \vec{k}_f | t(\omega) | \vec{k}_i \rangle \mathcal{F}_{00}(\vec{Q}' - \vec{Q}), \quad /3/$$

где $\mathcal{F}_{00}(\vec{Q}' - \vec{Q})$ - формфактор ядра, \vec{Q}' и \vec{Q} - импульсы пиона в системе центра масс пион-ядро /будем обозначать ее АСМ/, ω - энергия пиона в системе центра масс πN /2СМ/, при которой необходимо вычислять пион-нуклонную t -матрицу, коэффициент S принимает значения 0 или 1, в зависимости от используемой схемы теории многократного рассеяния. В модели Ватсона ^{12/} $S = 0$, формализму Кермана-МакМануса-Талера ^{13/} соответствует $S = 1$. Импульсы пиона \vec{k}_f и \vec{k}_i в системе 2СМ связаны с \vec{Q}' и \vec{Q} такими соотношениями

$$\vec{k}_f = \vec{Q}' - \frac{A-1}{2A} \frac{\mu}{M} (\vec{Q}' + \vec{Q}), \quad /4/$$

$$\vec{k}_i = \vec{Q} - \frac{A-1}{2A} \frac{\mu}{M} (\vec{Q}' + \vec{Q}),$$

где μ - приведенная масса πN , а M - масса нуклона. Энергия ω в системе 2СМ связана с энергией E в АСМ следующим образом ^{11/}:

$$\omega = E - \frac{1}{8M} \frac{\mu}{M} \frac{A-1}{A} (\vec{Q}' + \vec{Q})^2, \quad /5/$$

где M - приведенная масса системы πA .

Выбор эффективных импульсов \vec{k}_f и \vec{k}_i в форме /4/, а также связь /5/ между E и ω обусловлены нашим методом учета ферми-движения нуклонов и способом аппроксимации многочастичного оператора τ , ответственного за рассеяние пиона на связанном нуклоне ядра. Как показано в ^{11/}, соотношения /4/-/5/ обеспечивают галилеевскую инвариантность $U^{(1)}$ и дают минимальную ошибку при использовании приближения факторизации /3/.

В случае ядра ${}^3\text{He}$ ($J = T = 1/2$) потенциал /3/ имеет более сложную структуру, которая подробно описана в ^{10/}.

Как видно из /4/-/5/, оптический потенциал /3/ на энергетической πA поверхности ($Q = Q' = \sqrt{2ME}$) содержит матричные элементы πN t -матрицы как на энергетической πN поверхности, так и вне ее. Однако основная часть пион-нуклонных "off-shell" эффектов, несомненно, появляется только при учете интеграла в смысле главного значения в /1/, в котором $U^{(1)}(\vec{Q}', \vec{Q}, E)$ входит при произвольных значениях \vec{Q}' и \vec{Q} .

Пион-нуклонная матрица $t_{\pi N}$ на энергетической поверхности вычислялась с помощью фаз πN рассеяния, взятых из работ ^{14,15/}. Вне энергетической поверхности предполагалось, что $t_{\pi N}$ сепарабельна и ее поведение определялось из решения обратной задачи πN рассеяния по методу ^{16/}.

Информация о ядерных формфакторах $\mathcal{F}_{00}(\vec{Q}' - \vec{Q})$ бралась из данных по рассеянию электронов на ядрах. Кулоновские эффекты учитывались таким же способом, как и в работе ^{17/}. В расчетах, проведенных в приближении /2/, рассматривались матричные элементы кулоновского потенциала только на энергетической πA поверхности.

При вычислении $\pi^4\text{He}$ рассеяния, наряду с $U^{(1)}$, мы в некоторых случаях использовали и потенциал второго порядка $U^{(2)}$, имеющий вид ^{9/}:

$$U^{(2)}(\vec{Q}', \vec{Q}, E) = (A-1)(A-S) \langle \vec{Q}' 0 | t(\omega_1) G(E) t(\omega_2) | 0 \vec{Q} \rangle + \\ * C_{00}(\vec{q}_1 \vec{q}_2) - (A-S)^2 \langle \vec{Q}' 0 | t(\omega_1) | 0 \vec{Q}'' \rangle G_{00}(E) + \\ * \langle \vec{Q}'' 0 | t(\omega_2) | 0 \vec{Q} \rangle \mathcal{F}_{00}(\vec{q}_1) \mathcal{F}_{00}(\vec{q}_2). \quad /6/$$

где $\vec{q}_1 = \vec{Q}' - \vec{Q}''$, $\vec{q}_2 = \vec{Q}'' - \vec{Q}$, а $C_{00}(\vec{q}_1 \vec{q}_2)$ - фурье-образ от двухчастичной ядерной плотности

$$C_{00}(\vec{q}_1 \vec{q}_2) = \langle 0 | \exp(-i\vec{q}_1 \vec{r}_1) \exp(-i\vec{q}_2 \vec{r}_2) | 0 \rangle. \quad /7/$$

В наших расчетах мы учитывали только дальнедействующие корреляции, связанные с движением ядра как целого. В случае ${}^4\text{He}$ $C_{00}(\vec{q}_1 \vec{q}_2)$ вычислялась на основе модели гармонического осциллятора.

В стандартной ОМ потенциалы $U^{(1)}$ и $U^{(1)} + U^{(2)}$ используются для аппроксимации оптического потенциала $U(E)$, с которым решается уравнение Липпмана-Швингера

$$T(E) = U(E) + U(E) G(E) \hat{P} T(E), \quad /8/$$

где \hat{P} - проекционный оператор на основное состояние ядра, $\hat{P} = |0\rangle\langle 0|$. Мы решали /8/ либо с полной функцией Грина $G(E)$ /1/, либо, для выделения пион-ядерных перерассеяний на энергетической поверхности, учитывали только член с δ -функцией /2/. В таком случае интегральное уравнение /8/ сводится к алгебраическому уравнению:

$$T(E) = U(E) - i\pi U(E) \delta(E - K_\pi - H_A) \hat{P} T(E). \quad /9/$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ УПРУГОГО πA РАССЕЙНИЯ

На рис.1-5 сплошной линией показаны результаты расчетов упругого рассеяния π -мезонов на ядрах ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{24}\text{Mg}$, выполненных в приближении /2/ с потенциалом первого порядка /3/. Штриховые линии на рис.1-5 соответствуют решению /8/ с потенциалом $U^{(1)}$ и полной функцией Грина /1/.

Как видно из рис.1-5, расчеты в приближении /2/ довольно хорошо описывают экспериментальные данные. Для легких ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ /см. рис.1-2/ особенно хорошее согласие получается при малых энергиях $T_\pi < 100$ МэВ. В этой области энергий учет перерассеяний только на энергетической поверхности приводит к уменьшению дифференциальных сечений на фактор ~ 2 , по сравнению с результатами обычной ОМ. Правильно воспроизводится положение и глубина минимума в $d\sigma/d\Omega$.

В случае рассеяния π -мезонов на ядрах ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{24}\text{Mg}$ при малых энергиях $T_\pi \sim 50$ МэВ расчеты по ОМ с $U^{(1)}$, не учитывающие истинного поглощения пионов, не дают, как известно, хорошего описания экспериментальных данных. Такая же ситуация имеет место и в приближении /2/. В области $\Delta(3,3)$ -резонанса согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными значительно улучшается. Вычисления, выполненные в приближении /2/, правильно воспроизводят основные характеристики $d\sigma/d\Omega$.

На рис.6 показана зависимость полных σ_{tot} и полных упругих σ_{el} сечений πA рассеяния от атомного номера ядра A при фиксированной энергии пиона $T_\pi = 165$ МэВ. Видно, что с увеличением A разность между сечениями, рассчитанными в приближении /2/, и в расчете с полной функцией Грина, уменьшается. Это подтверждают и результаты, приведенные в табл.1, где такая же закономерность прослеживается и при других энергиях налетающего пиона

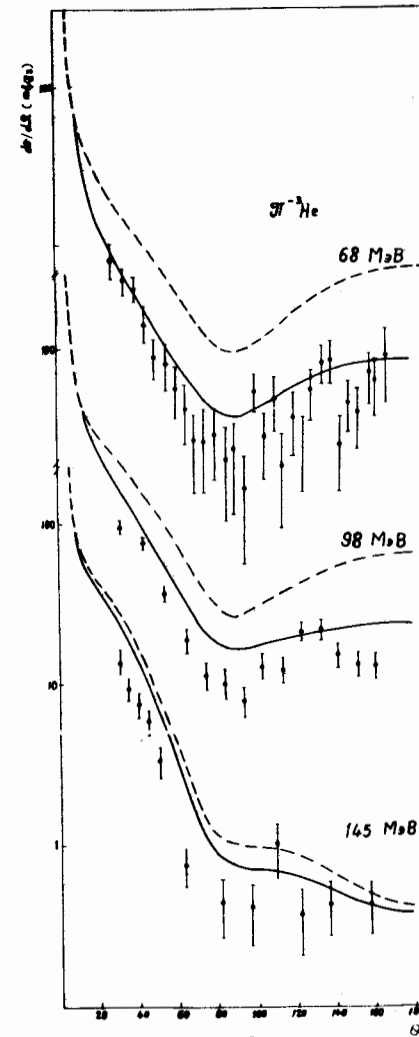


Рис.1. Дифференциальные сечения $\pi^- {}^3\text{He}$ упругого рассеяния. Штриховыми линиями показаны результаты расчета по ОМ с $U^{(1)}$ /подход КМТ, $S = 1/$ и полной функцией Грина /1/. Сплошными линиями нанесены результаты вычислений в приближении /2/. Экспериментальные данные взяты из работы /22/.

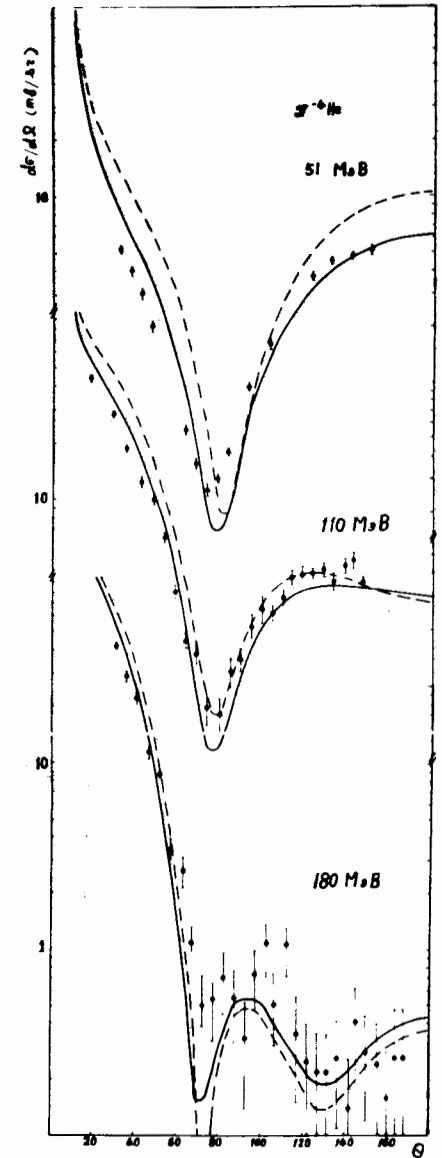


Рис.2. Дифференциальные сечения $\pi^- {}^4\text{He}$ упругого рассеяния. Обозначения кривых здесь и на рис.3-5 такие же, как и на рис.1. Экспериментальные данные - из работ /23,24/.

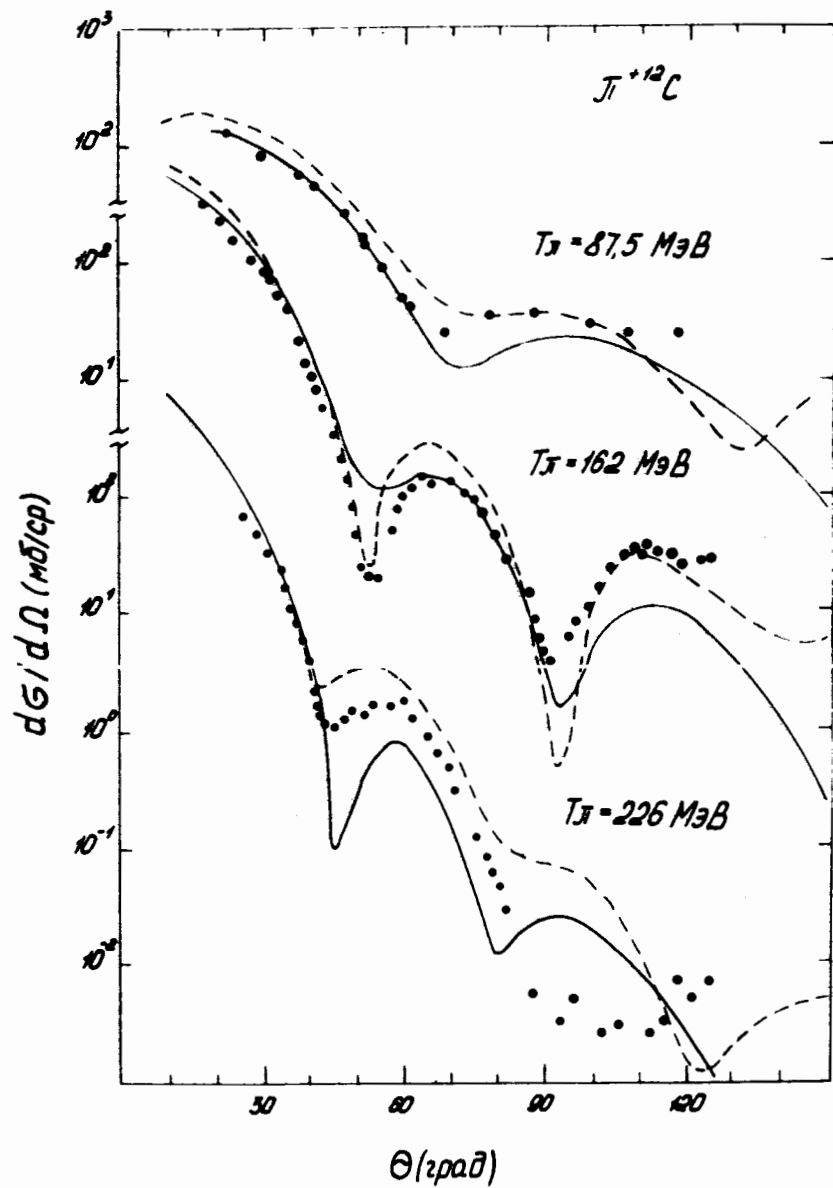


Рис.3. Дифференциальные сечения $\pi^+ {}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния. Расчеты сделаны в подходе Ватсона, $S = 0$. Экспериментальные данные - из работ /25,26/.

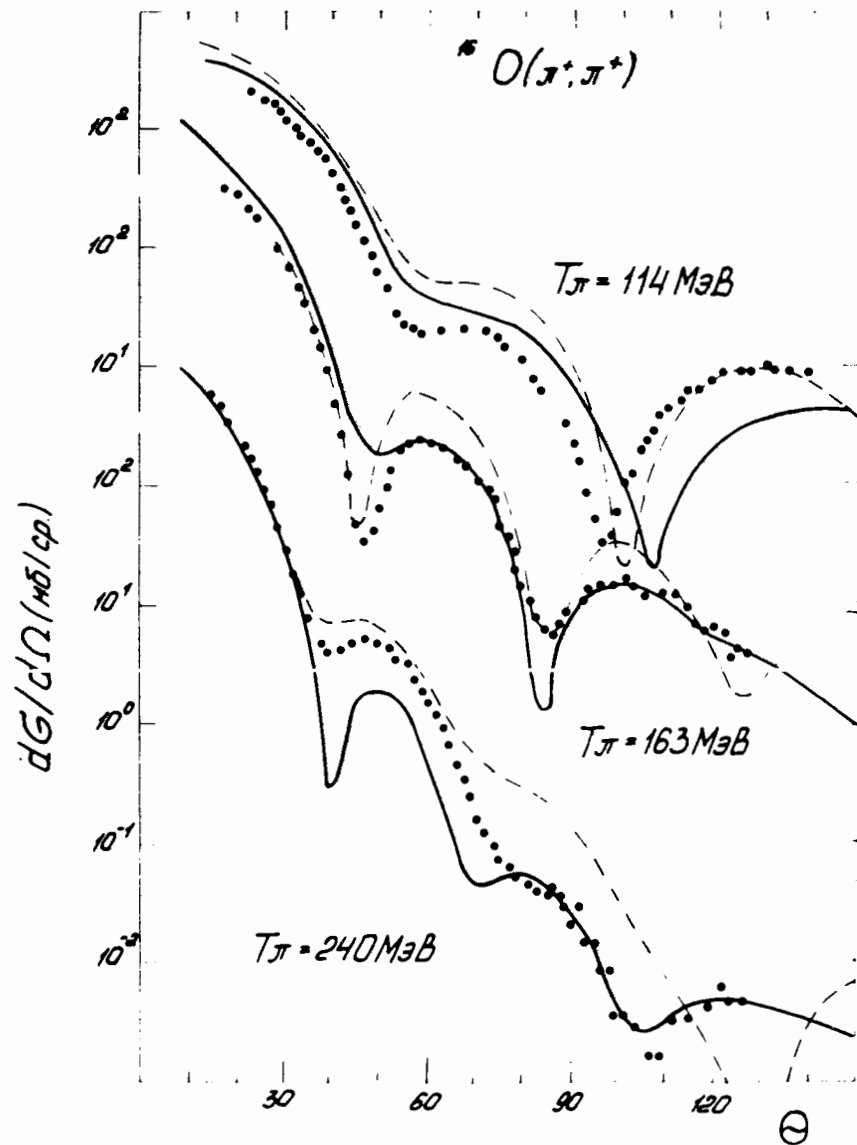


Рис.4. Дифференциальные сечения $\pi^+ {}^{16}\text{O}$ упругого рассеяния. Подход Ватсона, $S = 0$. Экспериментальные данные - из работы /27/.

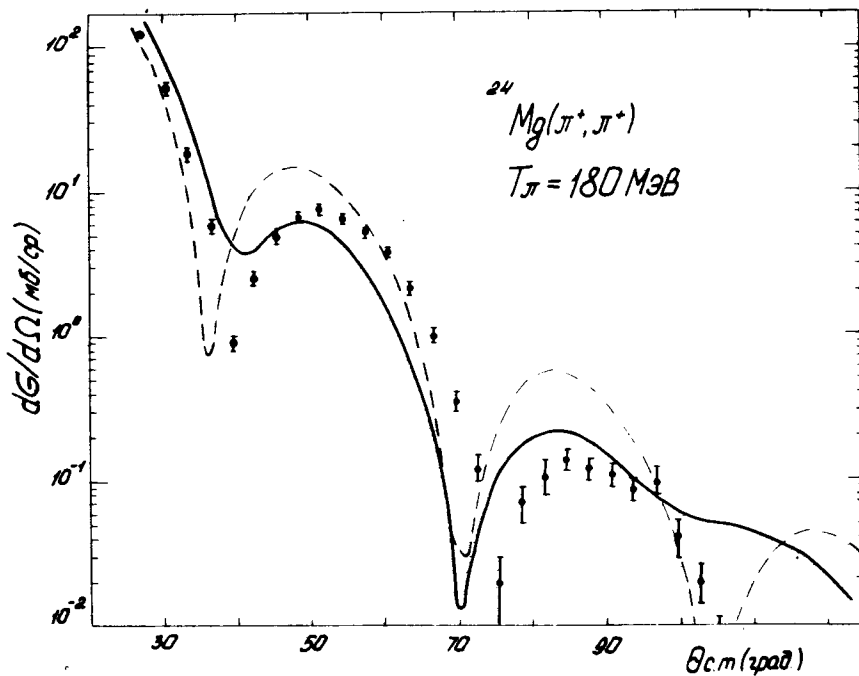


Рис.5. Дифференциальные сечения $\pi^+ {}^{24}\text{Mg}$ упругого рассеяния. Подход Ватсона, $S = 0$. Экспериментальные данные - из работы /28/.

T_π . Далее, из табл.1 видно, что разность между результатами полного и приближенного расчетов уменьшается с ростом T_π .

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Результаты, показанные на рис.1-5, а также в табл.1, имеют следующие характерные особенности:

1. Видно, что приближение /2/ удовлетворительно описывает экспериментальные данные в широкой области энергий и для всех рассматриваемых ядер. Степень воспроизведения экспериментальных данных, полученная в приближении /2/, и в ОМ с полной функцией Грина /1/, примерно одинакова.

2. В случае рассеяния на легких ядрах вычисления в приближении /2/ систематически лучше согласуются с экспериментальными данными, нежели результаты полного расчета с полной функцией Грина /1/.

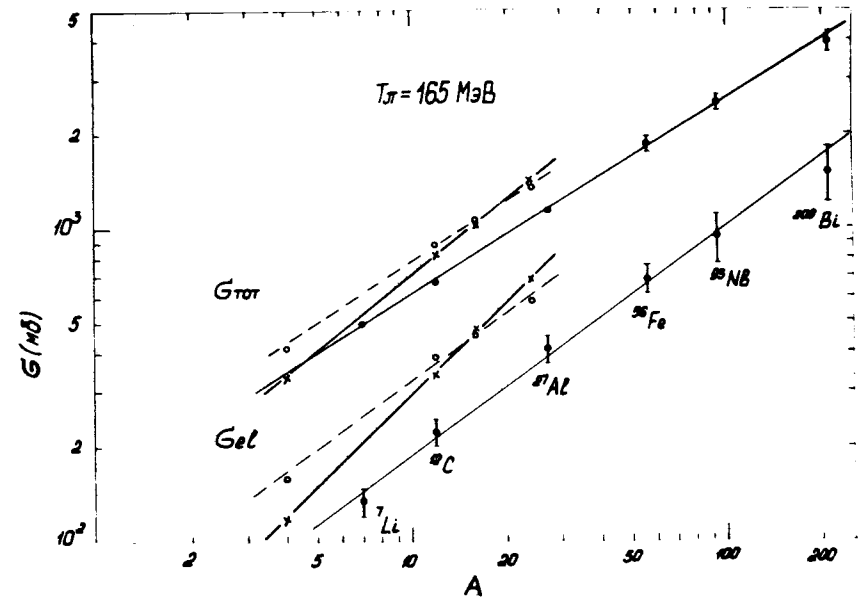


Рис.6. Зависимость полных σ_{tot} и полных упругих σ_{el} сечений πA -рассеяния от атомного номера A при $T_\pi = 165$ МэВ. Результаты полного расчета с $U^{(1)}$ обозначены O , кресты X - расчет в приближении /2/. Экспериментальные данные взяты из работы /29/. Прямые линии проведены только для удобства восприятия.

3. Расхождение между полным и приближенным расчетами наиболее велико в области малых энергий.

4. С увеличением энергии пиона результаты полного и приближенного расчетов мало чем отличаются друг от друга.

В целом, из сравнения между полным расчетом и приближением /2/ можно сделать вывод о том, что определяющий вклад в упругое πA рассеяние вносят те процессы перерассеяния, в которых пион находится на энергетической πA поверхности.

Однако, так как все расчеты были сделаны в ОМ с $U^{(1)}$, остается невыясненным, не является ли такое доминирование "on-shell" процессов всего лишь отражением тех приближений, которые используются при построении ОМ с $U^{(1)}$ /напомним, что основными приближениями в ОМ с $U^{(1)}$ являются приближение когерентного рассеяния и импульсное приближение/. Чтобы прояснить это обстоятельство, мы выполнили для $\pi {}^4\text{He}$ -рассеяния расчеты по ОМ с потенциалом второго порядка $U^{(2)}$ /см. соотношение /6//, в котором, как известно /9,13/, содержится поправка к импульсному и когерентному приближениям.

Таблица 1

Относительная разность между результатами расчетов полных (Δ_{tot}) и упругих (Δ_{el}) сечений πA рассеяния в ОМ с полной функцией Грина /1/ - σ_1 , и в приближении /2/ - σ_2 , вычисленная при трех фиксированных энергиях T_π

$$\Delta = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}.$$

T/МэВ/	Δ	^3He	^4He	^{12}C	^{18}O	^{24}Mg
50	Δ_{el}	0,53	0,26	0,17	0,16	0,16
	Δ_{tot}	0,41	0,22	0,16	0,17	0,08
110	Δ_{el}	0,23	0,16	0,12	0,04	0,07
	Δ_{tot}	0,16	0,13	0,10	0,09	0,08
180	Δ_{el}	0,03	0	0,006	-0,04	-0,06
	Δ_{tot}	0,006	0	0,006	-0,01	-0,02

На рис.7 штриховыми линиями показаны результаты расчетов в ОМ с потенциалом $U^{(1)} + U^{(2)}$, когда в функции Грина, входящей в уравнение /6/ для $U^{(2)}$, оставлялся только член с δ -функцией. Как видно, результаты таких вычислений не сильно отличаются от вычислений с $U^{(1)} + U^{(2)}$ и полной функцией Грина /сплошные линии/. Это свидетельствует о том, что и в членах второго порядка пион-ядерные "off-shell" эффекты достаточно малы. Следовательно, можно ожидать, что вывод об определяющей роли πA перерассеяний на энергетической поверхности является достаточно общим, отнюдь не связанным с какими-то специфическими приближениями, использованными в ОМ с $U^{(1)}$.

То, что приближенный расчет во многих случаях работает лучше, чем полный, или, что то же самое, учет распространения пиона вне энергетической поверхности иногда ухудшает согласие с экспериментальными данными, может быть обусловлено двумя причинами.

Во-первых, сепарабельная форма пион-нуклонной "off-shell" амплитуды, которая используется практически во всех расчетах по ОМ, имеет свое теоретическое обоснование лишь в области $\Delta(3,3)$ -резонанса. Как видно из результатов табл.1, самое большое расхождение между полным и приближенным расчетами действительно возникает в области малых энергий $T_\pi < 100$ МэВ, где сход с энергетической πN поверхности, определяемый моделью сепарабельных πN -потенциалов, носит довольно условный характер.

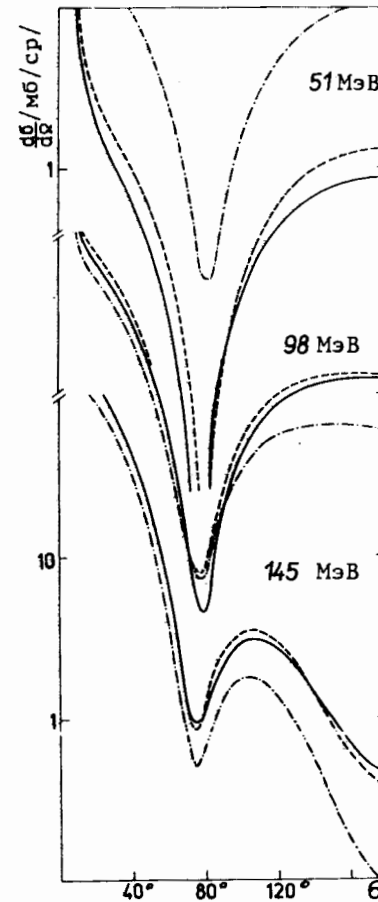


Рис.7. Расчет дифференциальных сечений упругого $\pi^{-4}\text{He}$ рассеяния в ОМ с $U^{(1)}$ - штрих-пунктирные линии, с $U^{(1)} + U^{(2)}$ - сплошные линии, с $U^{(1)} + U^{(2)}$, но в функции Грина $G(E)$, входящей в /6/, где оставлен только член с δ -функцией - штриховые линии.

Как показывают результаты табл.1, сама по себе величина "off-shell" эффектов меньше всего в области $\Delta(3,3)$ -резонанса.

Во-вторых, ОМ с $U^{(1)}$ не учитывает ряда важных эффектов, связанных с когерентным и импульсным приближениями. Между тем есть основания полагать, что в точной теории многократного рассеяния должно происходить значительное сокращение пион-ядерных "off-shell" эффектов, присущих ОМ с потенциалом $U^{(1)}$ и теми членами, которые возникают при учете потенциалов более высоких порядков.

Для того, чтобы проверить это обстоятельство, мы выполнили расчеты $\pi^{-4}\text{He}$ упругого рассеяния в ОМ с потенциалом второго порядка $U^{(2)}$. При этом мы задавали πN формфактор $g_\ell(k)$, определяющий поведение парциальной $t_{\pi N}^{(\ell)}$ вне энергетической поверхности,

$$t_{\pi N}^{(\ell)}(k', k, \omega(k_0)) = \frac{g_\ell(k') g_\ell(k)}{g_\ell^2(k_0)} t_{\pi N}^{(\ell)}(k_0, k_0, \omega(k_0))$$

в виде

$$g_\ell(k) = \frac{k^\ell}{(1 + \lambda a^2 k^2)^2}, \quad /10/$$

где $a^2 = 0,056 \text{ Фм}^2$. При выборе параметра $\lambda = 4$ поведение формфактора /10/ не сильно отличается от того, которое получается при решении обратной задачи πN -рассеяния по методу /16/, для доминирующей в πN -рассеянии P_{33} -волны. Меняя значение λ ,

Таблица 2

Зависимость сечений упругого $\pi^{-4}\text{He}$ рассеяния σ_{el} от различного продолжения $t_{\pi N}$ вне энергетической поверх-

ности; $\Delta = \delta^{(1)}/\delta^{(2)}$, где $\delta = \frac{\sigma(\lambda_1) - \sigma(\lambda_{1+1})}{\sigma(\lambda_1) + \sigma(\lambda_{1+1})}$

- относительное изменение сечений при варьировании λ , рассчитанное в ОМ с потенциалом $U^{(1)}(\delta^{(1)})$ и $U^{(1)} + U^{(2)} - (\delta^{(2)})$

T_{π} (МэВ)	i	λ_i	$\sigma_{el} (\mu\text{б})$		Δ
			$U^{(1)}$	$U^{(1)} + U^{(2)}$	
51	1	2	54,1	39,3	7,8
	2	4	48,0	38,7	
	3	6	45,1	38,2	
75	1	2	98,8	81,6	2,8
	2	4	85,1	77,4	
	3	6	77,9	74,4	
145	1	2	186,9	224,5	0,97
	2	4	168,7	202,0	
	3	6	156,9	190,4	

можно исследовать чувствительность сечений $\pi^{-4}\text{He}$ -рассеяния к поведению $t_{\pi N}$ вне энергетической поверхности.

Как видно из табл.2, добавление $U^{(2)}$ существенно уменьшает чувствительность сечений к "off-shell" эффектам, особенно при малых энергиях. В области $\Delta(3,3)$ -резонанса роль "off-shell" эффектов, по-видимому, вообще мала /см. табл.1/.

Такая взаимная компенсация "off-shell" членов от $U^{(1)}$ и более высоких порядков позволяет понять, почему результаты, полученные в приближении /2/, в котором нет ни "off-shell" эффектов от $U^{(1)}$, ни поправок более высоких порядков к оптическому потенциалу, довольно хорошо воспроизводят экспериментальные данные. Известно /12,13/, что коррекции к $U^{(1)}$ обратно пропорциональны A , поэтому из изложенного выше становится понятным, почему расхождение между приближенным и полным расчетами наиболее существенно в случае легчайших ядер /см. рис.6 и табл.1/.

Дополнительным аргументом в пользу упомянутого выше сокращения "off-shell" эффектов могут служить результаты работы /7/, в которой модель Глаубера выводится из теории многократного рассеяния. В этой работе показано, что в глауберовском пределе "off-shell" члены, возникающие при перерассеяниях вплоть до A -кратного, полностью сокращаются со всеми членами высшей кратности. Результаты работ /19-20/, где πA -упругое рассеяние анализировалось в рамках модели Глаубера, демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными данными уже при $T_{\pi} \sim 150-200$ МэВ. При более низких энергиях модель Глаубера, в буквальном смысле, оказывается неприменимой, однако можно ожидать, что некоторое частичное сокращение "off-shell" эффектов остается в силе.

Таким образом, результаты, полученные в настоящей работе, свидетельствуют о доминирующей роли в упругом πA рассеянии тех процессов, когда в промежуточном состоянии пион находится на энергетической πA поверхности.

В заключение отметим, что приближение /2/, которое сильно упрощает задачу πA рассеяния и в то же время удовлетворительно описывает экспериментальные данные по упругому рассеянию пионов для широкого круга ядер, может быть использовано при решении других, более сложных проблем пион-ядерной физики. Например, оказывается, что использование приближения /2/ особенно полезно при построении искаженной пион-ядерной волновой функции для расчетов неупругих πA реакций /21/.

Авторы приносят глубокую благодарность М.Х.Ханхасаеву и В.Б.Беляеву за исключительно полезные обсуждения данной проблемы. Мы благодарим также Я.Квасила за помощь в вычислениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hüfner J. Phys.Rep., 1975, 21С, p. 1.
2. Landau R., Thomas A. Phys.Rep., 1980, 58С, p. 123.
3. Ernst D.J., Miller G.A. Phys.Rev., 1975, v. C12, p. 1962.
4. Charlton L.A., Eisenberg J.M. Ann.Phys., 1971, 63, p. 286.
5. Gibbs W. Phys.Rev., 1971, C23, p. 1127.
6. Gibbs W. Phys.Rev., 1972, C5, p. 755.
7. Eisenberg J. Ann.Phys., 1972, 71, p. 542.

8. Eisenberg J. Nucl. Phys., 1982, A389, p. 595.
9. Mach R., Sapozhnikov M.G. JINR, E4-82-189, Dubna, 1982.
10. Falomkin I.V. et al. Nuovo Cim., 1980, 57A, p. 111.
11. Mach R. JINR, E2-12932, E2-12957, 1979.
12. Watson K.M., Goldberger M.L. Collision theory. J.Wiley, N.Y., 1964.
13. Kerman A.K., McManus H., Thaler R. Ann.Phys., 1959, 8, p. 551.
14. Herndon D. et al. UCRL report-20030, 1970.
15. Rowe C., Salomon M., Landau R. Phys.Rev., 1978, C18, p. 584.
16. Londergan J., McVoy K., Moniz E. Ann.Phys., 1974, 86, p. 147.
17. Vincent C., Phatak S. Phys.Rev., 1974, C10, p. 391.
18. Feshbach H., Gal A., Hüfner J. Ann.Phys., 1971, 66, p. 20.
19. Mach R., Sapozhnikov M.G., Shcherbakov Yu.A. Cz.J.Phys., 1976, B26, p. 1248.
20. Sparrow D.A. Phys.Lett., 1975, 58B, p. 309.
21. Eramzhyan R.A. et al. J.Phys.G., 1983, 9, p. 605.
22. Albu M. et al. preprint INFN, LNF-82/27 (R), Frascati, 1982.
23. Binon F. et al. Nucl.Phys., 1978, A298, p. 499.
24. Crowe K. et al. Phys.Rev., 1969, 180, p. 1349.
25. Barbini R. et al. Lett.Nuovo Cim., 1975, 13, p. 673.
26. Piffaretti J. et al. Phys.Lett., 1977, 71B, p. 324.
27. Ingram C.H.A. et al. Preprint SIN, PR-78-001, 1978.
28. Widner C.A. et al. Phys.Lett., 1978, 78B, p. 26.
29. Ashery D. et al. Phys.Rev., 1981, C23, p. 2173.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 июня 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
D1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1930 /2 тома/	8 р. 00 к.
D4-80-271	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-385	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D2-81-543	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D10,11-81-622	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D17-81-758	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D1,2-82-27	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
D2-82-568	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D9-82-664	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D3,4-82-704	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Гмитро М. и др.

P4-83-403

Эффекты схода пиона с энергетической поверхности в упругом рассеянии π -мезонов на ядрах

В оптической модели с потенциалом первого порядка рассмотрено упругое рассеяние пионов на ядрах ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{16}O и ^{24}Mg при энергиях $T_\pi = 50-250$ МэВ. Изучена роль эффектов πA перерассеяния как на энергетической поверхности, так и вне ее. Показано, что определяющий вклад в упругое πA рассеяние вносят процессы, когда пион в промежуточном состоянии находится на энергетической поверхности.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Gmitro M. et al.

P4-83-403

Off-Energy-Shell Effects in the Elastic Pion-Nucleus Scattering

The elastic scattering of pions on ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{16}O , and ^{24}Mg has been considered using the optical model with first order potential for the energy range $T_\pi = 50-250$ MeV. The on-shell and off-shell pion rescattering is investigated with the following result: The main contribution to the elastic πA scattering is obtained from the processes with on-shell pion in the intermediate state.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.