

M-36

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 10206

МАХ Ростислав

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ π -МЕЗОНОВ
С ЛЕГКИМИ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1976

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований .

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук профессор

Л.И. Липидус,

кандидат физико-математических наук

Ю.С. Поль.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

НИИЯФ МГУ, Москва .

Автореферат разослан " " 1976 года.

Защита диссертации состоится " " 1976 года
на заседании Специализированного ученого совета К-56 Лабора-
тории теоретической физики Объединенного института ядерных иссле-
дований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

кандидат физико-математических наук

В.И. КУРАВЛЕВ

Интенсивная работа как экспериментаторов, так и теоре-
тиков привела в настоящее время к тому, что изучение взаимодей-
ствия пионов с атомными ядрами выделилось в самостоятельный раз-
дел физики, который находится на стыке ядерной физики и физики
элементарных частиц. Основные задачи, возникающие перед исследо-
вателями, можно разделить на два класса. К первому классу отно-
сятся проблемы, связанные с пониманием фундаментального пион-
нуклонного взаимодействия. К числу этих проблем принадлежит, в
частности, вопрос о поведении резонансов пион-нуклонной системы
в ядерной среде. Ко второму классу можно отнести проблемы изуче-
ния ядерной структуры с помощью пион-ядерного взаимодействия.

Самой результативной до сих пор теорией, которая позволяет
решать этот круг вопросов, по крайней мере приближенным образом,
является теория многократного рассеяния Ватсона и ее многочис-
ленные модификации. С помощью этой теории можно описать в рамках
одного формализма как упругие, так и неупругие пион-ядерные ре-
акции. Она позволяет придать четкий смысл понятию оптиче-
ского потенциала и в некотором приближении построить эту важную
для описания упругой реакции величину. Хотя в теорию многократ-
ного рассеяния можно ввести некоторые поправки на релятивистскую
кинматику сталкивающихся частиц, проблемы возникают всегда,
когда надо описать существенно релятивистские эффекты: рождение
или поглощение частиц.

В последнее время выяснилось, что именно область малых
энергий, $0 \leq E \leq 150$ МэВ, для которой нет сомнений в применимости теории
многократного рассеяния, является перспективной для извлечения
из данных по пион-ядерным реакциям информации о деталях ядерной

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

структуры. Для выполнения такой программы необходимо усовершенствовать формализм теории многократного рассеяния с целью получить надежный аппарат для анализа пион-ядерных реакций. Изучение этого круга вопросов является основной задачей, решаемой в диссертации.

Так как трудно охватить в одной работе все многообразие известных пион-ядерных реакций, мы ограничились изучением упругого рассеяния и близких к нему процессов в районе энергий 20-200 МэВ. Упругое рассеяние играет в некотором смысле центральную роль при изучении пион-ядерных взаимодействий. Во-первых, эта реакция наиболее хорошо изучена экспериментально. Во-вторых, ввиду относительной простоты реакции упругого рассеяния она может служить для проверки правильности нашего понимания основных механизмов пион-ядерного взаимодействия. В-третьих, правильность описания упругого рассеяния является необходимым условием применимости метода искаженных волн к изучению неупругих процессов.

На первом этапе изучения упругого пион-ядерного рассеяния применялась модель Кисслингера, параметры которой определялись подгонкой теоретических кривых под экспериментальные данные. С появлением новых, более точных, экспериментальных данных по упругому рассеянию пионов ядрами ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ стало необходимо построить более строгую микроскопическую картину этой реакции. Именно в случае легких ядер, когда ядерную структуру можно описать сравнительно простым образом, целесообразно попытаться построить оптическую модель с использованием минимального числа дополнительных модельных предположений, так, чтобы она не содержала свободных параметров. Эта задача, решаемая в диссертации, является очень актуальной в связи с тем, что в

больших лабораториях — ОИЯИ, *CERN*, *SIN*, *TRIUMF* и др. — вводятся в строй новые установки и запланированы крупные программы измерений характеристик различных реакций пионов с легкими ядрами — и в первую очередь реакции упругого рассеяния.

Основной задачей микроскопических подходов, основанных на теории многократного рассеяния, является описание характеристик пион-ядерных реакций в терминах элементарного пион-нуклонного взаимодействия. При построении усовершенствованной оптической модели в диссертации уделялось большое внимание кинематическим аспектам этой проблемы и учету полной спин-изоспиновой структуры πN -амплитуды, которая сильно влияет на сечения реакций пионов, особенно с легкими ядрами.

С учетом ситуации, создавшейся в рассматриваемой области мезонной физики в 1972-1974 г.г., мы поставили себе цель осуществить следующую программу исследований:

1. В рамках теории многократного рассеяния построить пион-ядерный оптический потенциал, который бы учитывал внутреннее движение нуклонов и отдачу ядра.
2. Обобщить формализм оптической модели на случай рассеяния пиона ядром, обладающим ненулевым значением спина и изоспина.
3. Оценить роль эффектов, которые не учитываются при построении оптической модели. Сравнить предсказания оптической модели и модели Глаубера.
4. На примере ядра ${}^3\text{He}$, волновая функция которого довольно хорошо известна, изучить влияние деталей ядерной структуры (в основном влияние примесей S - и D -состояний) на характеристики упругого рассеяния.
5. Выполнить систематическое сравнение результатов, полученных в рамках усовершенствованной оптической модели, с экспериментальными данными в области легких ядер.

6. Изучить вопрос инвариантности оптической модели относительно преобразования Галилея.

Реализация этой программы изложена в семи главах диссертации (включая введение и заключение) и в одном приложении.

В первой главе - введении - обсуждаются некоторые особенности пион-ядерных реакций. В ней сформулированы основные задачи, решаемые в диссертации.

Вторая глава, которая имеет характер обзора, посвящена формализму теории многократного рассеяния. В сжатом виде показано, как можно на основе этой теории получить общее выражение для оптического потенциала, для сечения неупругого рассеяния в приближении искаженных волн, а также вывести формализм высокоэнергетической модели Глаубера. Обсуждаются физическое значение использованных приближений и область их применимости. В конце главы кратко изложена стандартная теория π -мезоатомов.

В третьей главе построен оптический потенциал для ядер с нулевым спином и изоспином. Исходя из теории многократного рассеяния, мы пользовались импульсным приближением и приближением когерентного рассеяния. Выражение для потенциала содержит пион-нуклонную амплитуду, которая экспериментально известна в системе центра масс пиона и нуклона. Но так как оптический потенциал и пион-ядерная амплитуда вычисляются в системе центра масс пион-ядро, то необходимо трансформировать πN -амплитуду в эту систему. В диссертации выведены формулы для такого преобразования с использованием как нерелятивистской, так и релятивистской кинематики. Большое внимание уделялось физически обоснованному обобщению этих формул в случае, когда пион и нуклон находятся вне энергетической поверхности. Учет трансформации пион-нуклон-

ной амплитуды на самом деле означает, что мы отказываемся от статического приближения. При допущении любых значений импульса внутреннего движения нуклонов (называемого также движением Ферми) нами был получен^{1, 2/} оптический потенциал

$$\langle \vec{\kappa} | V(E) \Psi \rangle = \{ V_c(\kappa) + B(E) \varphi(\kappa) + C(E) \times \\ \times [-\vec{\nabla} \cdot (\varphi(\kappa) \vec{\nabla}) + \frac{m}{M} \frac{A-1}{2A} (\nabla^2 \varphi(\kappa))] \} \Psi(\vec{\kappa}), \quad (I)$$

который отличается от известного потенциала Кисслингера наличием члена, пропорционального m/M , и учетом эффектов, связанных с отдачей ядра. Через m и M обозначены приведенная масса пион-ядерной системы и масса нуклона соответственно. Далее, $V_c(\kappa)$ - кулоновский потенциал, A - число нуклонов в ядре, $B(E)$ и $C(E)$ - коэффициенты, вычисленные с помощью экспериментальных значений пион-нуклонных сдвигов φ и $\varphi(\kappa)$ - ядерная плотность. Для ядра ${}^4\text{He}$ и ядер p -оболочки мы пользовались выражением

$$\varphi(\kappa) = \frac{4}{A} \frac{1}{(\pi a^2)^{3/2}} \left[1 + (A-4) \frac{\kappa^2}{6a^2} \right] \exp(-\kappa^2/a^2), \quad (2)$$

где параметр a определен из экспериментальных данных по электрон-ядерному рассеянию.

Вычисленные в диссертации значения дифференциальных сечений упругого рассеяния пионов на ядрах ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ сравнивались с доступными экспериментальными данными в области энергий 25-200 МэВ. Из рис. 1 и 2 видно, что учет внутреннего движения нуклонов и отдачи ядра позволяет существенно улучшить согласие между теоретическими и экспериментальными данными в области больших углов рассеяния. Это утверждение верно для целого диа-

Рис. 1. Упругое рассеяние π^- - мезона ядром ^{12}C .

- - - - - использован стандартный потенциал Кисслингера,
 ————— использован потенциал (I) с учетом поправок
 на движение нуклонов и отдачу ядра.

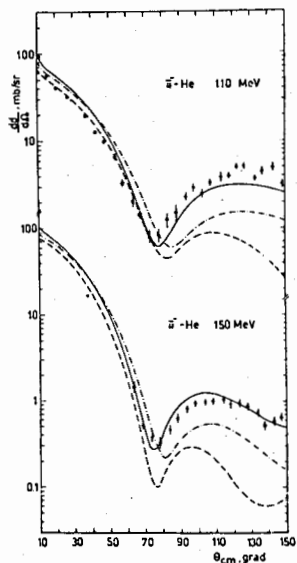
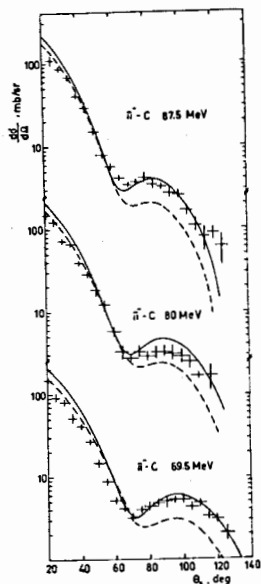


Рис. 2. Упругое рассеяние π^- - мезона ядром ^4He .

- - - - - использован потенциал (I) с учетом поправки
 на отдачу ядра. Пренебрегалось движением нук-
 лонов.

Смысл остальных кривых тот же, что и на рис. 1.

пазона рассматриваемых энергий и для всех изучаемых в диссертации ядер.

В третьей главе обсуждаются неоднозначности в определении формы оптического потенциала, которые вызваны произволом в выборе продолжения элементарной пион-нуклонной матрицы рассеяния вне энергетической поверхности. Роль этих неоднозначностей была нами продемонстрирована в случае упругого рассеяния пионов ядром $^4\text{He}/3/$.

Объяснение некоторых расхождений между экспериментальными данными и теоретическими значениями дифференциальных сечений упругого рассеяния, которые наиболее заметны в области малых углов и в районе энергий $E \lesssim 100$ МэВ, требует более тщательного анализа ряда факторов, роль которых на сегодняшний день недостаточно ясна. Из проведенного в диссертации рассмотрения вытекает, что большая часть расхождений, наблюдаемых в области малых углов, связана с пренебрежением промежуточными возбуждениями ядра в процессе упругого рассеяния.

В конце главы проводится анализ недавних экспериментальных данных для упругого $\pi^- - ^{12}\text{C}$ и $\pi^- - ^4\text{He}$ рассеяния на углы, близкие к значению $\psi = 180^\circ$. Нами было показано, что дифференциальные сечения в этой области углов очень чувствительны к конкретной форме преобразования пион-нуклонной амплитуды в систему центра масс пион-ядро^{4, 5/}. Оптический потенциал (I) дает более хорошее описание этой части дифференциальных сечений, чем некоторые другие варианты оптической модели, использованные в научной литературе.

Метод учета внутреннего движения нуклонов, разработанный в диссертации, приводит к разумному описанию экспериментальных данных и одновременно является достаточно простым. Поэтому он

применяется в настоящее время не только при построении оптического потенциала, а также в связи с изучением неупругих пион-ядерных процессов.

В четвертой главе нами была построена оптическая модель, предназначенная для описания упругого рассеяния пионов ядром, обладающим произвольным значением спина и изоспина. Исходя из общих предположений, изложенных в предыдущих главах, мы получили оптический потенциал, который является матрицей в пространстве спина (J) и изоспина (T) ядра и изоспина (t) пиона. В этой главе подробно изучалось упругое рассеяние пионов ядром ${}^3\text{He}$. В этом случае оптический потенциал имеет следующую структуру:

$$\langle \vec{x} | V(E) \Psi \rangle = \{ V_C(\kappa) + V_o(\kappa) + 2 \vec{t} \cdot \vec{T} V_T(\kappa) + 2 (\vec{J} \cdot \vec{t}) [V_J(\kappa) + 2 (\vec{t} \cdot \vec{T}) V_{JT}(\kappa)] \} \Psi(\vec{x}), \quad (3)$$

где через \vec{t} обозначен оператор пион-ядерного орбитального момента. Выражения $V_o(\kappa)$, $V_T(\kappa)$, $V_J(\kappa)$ и $V_{JT}(\kappa)$ построены с использованием ядерных плотностей и экспериментальных значений пион-нуклонных сдвигов фаз. Потенциалы (1) и (3) не содержат свободных параметров.

Нами было показано^{/6/}, что на основе оптической модели можно объяснить качественные различия в поведении дифференциальных сечений упругого рассеяния π^\pm и π^\pm мезонов ядром ${}^3\text{He}$. В результате сокращений, происходящих между разными членами потенциала (3), характер сечений $\pi^- - {}^3\text{He}$ реакции в области углов $\vartheta \approx 90^\circ$ в значительной степени определяется спин-орбитальной частью оптического потенциала. В случае $\pi^+ - {}^3\text{He}$ реакции эта часть потенциала играет небольшую роль. Поэтому оптическая модель предсказывает, в согласии с экспериментом, более плавный характер

сечений $\pi^- - {}^3\text{He}$ реакций по сравнению с сечениями упругого рассеяния $\pi^+ -$ мезона ядром ${}^3\text{He}$, которые обладают хорошо выделенным вторым максимумом. Роль спин-орбитального и изовекторного членов оптического потенциала, так же как и поправки на движение нуклонов, продемонстрирована на рис. 3.

Подробное сравнение результатов оптической модели с экспериментальными данными, полученными недавно в ЛЯП ОИЯИ, было выполнено нами в работе^{/7/}. Было показано, что оптическая модель хорошо описывает дифференциальные сечения упругого рассеяния пионов ядром ${}^3\text{He}$ в области углов $\vartheta \geq 70^\circ$ в целом диапазоне изучаемых энергий (60-207 МэВ). Она также хорошо предсказывает положение минимума в дифференциальных сечениях. В области углов $\vartheta \leq 70^\circ$ проявляются некоторые расхождения между теоретическими и экспериментальными данными, которые исчезают с ростом энергии. Имея в виду результаты, полученные в предыдущей главе, можно утверждать, что чем легче ядро, тем более серьезными становятся расхождения этого типа.

Второй круг вопросов, изучаемый в четвертой главе, связан с влиянием деталей ядерной структуры на величину сечений $\pi^\pm - {}^3\text{He}$ реакций. При построении ядерных плотностей мы пользовались волновой функцией ядра ${}^3\text{He}$ в виде

$$\Psi_{m_J m_T} = P_S \Psi_{m_J m_T}^{(S)} + P_{S'} \Psi_{m_J m_T}^{(S')} + P_D \Psi_{m_J m_T}^{(D)}, \quad (4)$$

где P_S , $P_{S'}$ и P_D - это амплитуды S -, S' - и D - состояний. Проекция ядерного спина и изоспина обозначены соответственно как m_J и m_T . Радиальные части волновой функции вычислялись в рамках модели Джексона-Эллиота и феноменологической модели, параметры которой мы определили с помощью данных по рассеянию электронов ядром ${}^3\text{He}$.

Рис. 3. Упругое рассеяние π^+ и π^- мезонов ядром ${}^3\text{He}$.

- использована скаляр-изоскалярная часть потенциала (3), в которой пренебрегалось поправкой на движение нуклонов,
- использована скаляр-изоскалярная часть потенциала (3), в которой учитывалась поправка на движение нуклонов,
- использован полный потенциал (3).

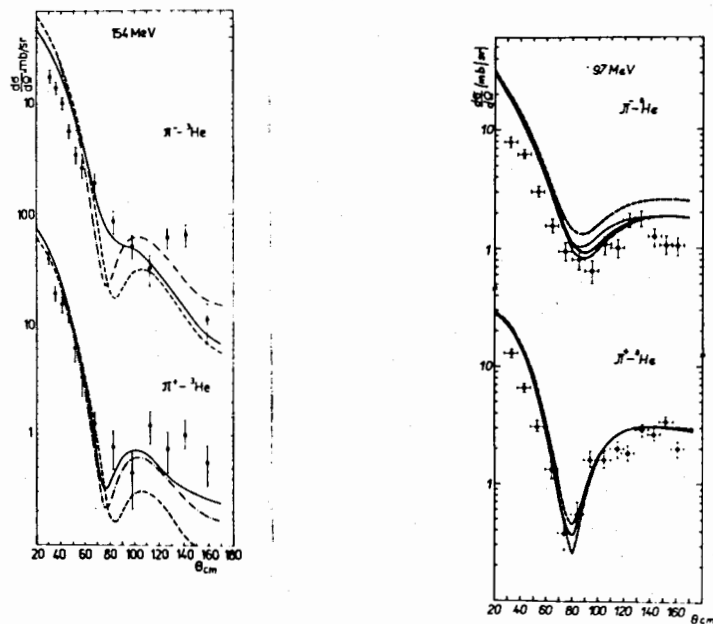


Рис. 4. Упругое рассеяние π^+ и π^- мезонов ядром ${}^3\text{He}$. Показано влияние примесей S' - и D -состояний. Используются следующие комбинации значений амплитуд примесей:

- - $P_S = 0, P_D = 0$; - - - - - $P_S = 0, P_D = 0,3$.
- - $P_S = \sqrt{0,02}, P_D = 0$; ————— $P_S = 0, P_D = -0,3$.

Нами было показано^{/8/}, что сечения $\pi^- - {}^3\text{He}$ реакции более чувствительны к наличию в волновой функции примесей S' и D -состояний, чем сечения упругого $\pi^+ - {}^3\text{He}$ рассеяния. Из рис. 4 видно, что примесь D -состояния уменьшает дифференциальные сечения, тогда как наличие S' -компоненты приводит к их увеличению. Мы показали далее, что неопределенность во внеэнергетическом поведении πN -матрицы рассеяния влияет на величину дифференциальных сечений примерно в тех же пределах, что и наличие примесей S' - и D -состояний в волновой функции ядра. Из анализа, проведенного в диссертации, вытекает, что изменение формы радиальной зависимости ядерных плотностей в довольно широких пределах слабо влияет на величину сечений $\pi^\pm - {}^3\text{He}$ реакций. (При варьировании радиальной зависимости необходимо, конечно, сохранить постоянное значение радиуса ядра.) По этим причинам невозможно в настоящее время извлечь из данных по упругому $\pi^\pm - {}^3\text{He}$ рассеянию количественную информацию о деталях ядерной волновой функции (по крайней мере используя оптическую модель).

В рамках предлагаемой модели вычислялась зависимость поляризации ядра отдачи от угла рассеяния, а также сечения реакции ${}^3\text{He}(\pi^+, \pi^0){}^3\text{He}$. В диссертации показано, что такая реакция с перезарядкой, которая до сих пор не исследована экспериментально, является перспективной для изучения деталей волновой функции три-нуклона.

В пятой главе был использован формализм модели Глаубера для изучения реакций пионов с ядрами ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ в области энергии резонанса $\Delta(1236)$. Учитывая полную спин-изоспиновую структуру пион-нуклонной матрицы рассеяния, мы построили амплитуду пион-ядерного упругого рассеяния. Сравнение результатов, полученных нами в рамках глауберовской и оптической моделей, позволило оце-

нить роль некоторых факторов, которыми пренебрегалось при построении оптической модели. Один из факторов такого рода – корреляция, связанная с отдачей ядра, – сильно уменьшает значение дифференциальных сечений упругого рассеяния в области малых углов для энергий $E \lesssim 120$ МэВ.

Проведенный в диссертации анализ показал, что эйкональное приближение неприменимо для вычисления полных сечений реакции $\pi^- - {}^4\text{He}$ в районе энергий $E \lesssim 200$ МэВ. Интересно отметить, что несмотря на этот факт, дифференциальные сечения $\pi^\pm - {}^3\text{He}$ и $\pi^- - {}^4\text{He}$ реакций в области углов рассеяния $\theta \approx 90^\circ$ и энергий $E \gtrsim 100$ МэВ можно описать с помощью построенного нами усовершенствованного варианта глауберовской модели не хуже, чем в рамках оптической модели^{/9/}.

В шестой главе показано, что для дальнейшего развития формализма оптической модели необходимо выяснить вопрос об оптимальном определении энергетической зависимости матрицы рассеяния пиона на свободном нуклоне, которая вводится в теорию в связи с применением импульсного приближения. В качестве условия, которое позволяет ограничить неоднозначность в выборе этой зависимости, в диссертации было использовано требование инвариантности оптического потенциала относительно преобразования Галилея. В результате мы получили два варианта галилеевски-инвариантной оптической модели. Используя в третьей главе диссертации разработанный метод учета внутреннего движения нуклонов, мы вычислили соответствующие потенциалы с точностью до членов порядка m/M . Получаемые – существенно нелокальные – потенциалы являются функцией энергии, которая зависит от угла между импульсами пиона в начальном и конечном состояниях. Из рассмотрения, проведенного в диссертации, вытекает, что один из построенных в этой главе

вариантов оптической модели является перспективным для изучения характеристик π -мезоатомов.

В седьмой главе – заключении – приведена краткая сводка основных результатов, полученных в диссертации. При этом подчеркивается, что важную роль при понимании угловой зависимости сечений упругого рассеяния пионов на легких ядрах сыграл учет эффектов, связанных с внутренним движением нуклонов, одновременно с учетом полной спин-изоспиновой структуры пион-нуклонной амплитуды.

Результаты, полученные в диссертации, докладывались на Симпозиуме по теории легчайших ядер (Либлице, ЧССР, 1974), на IV Международной конференции по малонуклонным системам (Квебек, Канада, 1974), на Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра (Санта-Фе, США, 1975) и на V Международной конференции по малонуклонным системам (Нью-Дели, Индия, 1976) и были опубликованы в работах^{/1-9/}.

Литература

1. R.Mach, Phys. Lett. 40B(1972)46.
2. R.Mach, Nucl. Phys. A205(1973)56.
3. Yu.A.Shcherbakov, T.Angelescu, I.V.Falomkin, M.M.Kulyukin, V.I.Lyashenko, R.Mach, A.Mihul, N.M.Kao, F.Nichitiu, G.B.Pontecorvo, V.K.Sarycheva, M.G.Sapozhnikov, M.Semerdjieva, T.M.Troshev and N.I.Trosheva, Nuovo Cimento, 31A(1976),249; ОИЯИ, PI-8954, Дубна, 1975.
4. C.Guaraldo, R.Scrimaglio, V.I. Falomkin, R.Mach, F.Nichitiu, G.B.Pontecorvo, Yu.A.Shcherbakov, F.Balestra, L.Busso, R.Garfagnini and G. Piragino, Lett. Nuovo Cim. 15(1976)369.

5. F.Balestra, E.Bolini, L.Busso, R.Garfagnini, G.Piragino, A.Zanini, C.Guaraldo, I.V.Falomkin, M.M.Kulyukin, R.Mach, F.Nichitiu, G.B.Pontecorvo and Yu.A.Shcherbakov, in "Few Body Dynamics", North-Holl. Publ. Comp., 1976, p. 315.
6. R.Mach, F.Nichitiu and Yu.A.Shcherbakov, JINR, E4-8200, Dubna, 1974 and Phys. Lett. 53B(1974),133.
7. Yu.A.Shcherbakov, T.Angelescu, I.V.Falomkin, M.M.Kulyukin, V.I.Lyashenko, R.Mach, A.Mihul, N.M.Kao, F.Nichitiu, G.B.Pontecorvo, V.K.Sarycheva, M.G.Sapozhnikov, M.Semerdjieva, T.M.Troshev, N.T.Trosheva, F.Balestra, L.Busso, R.Garfagnini and G.Piragino, Nuovo Cim. 31A(1976), 262; ОИЯИ, PI-8955, Дубна, 1975.
8. R.Mach, Nucl. Phys. A258(1976),513.
9. R.Mach, M.G.Sapozhnikov and Yu.A.Shcherbakov, JINR, E4-9579, Dubna, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 ноября 1976 года.