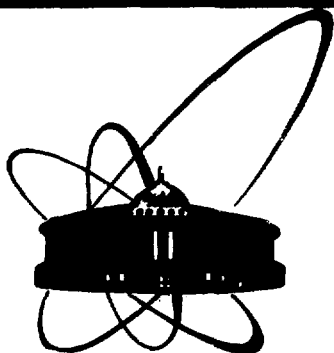


5118740960.



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P4-87-178

М.Х. Ханхасаев

**РАССЕЯНИЕ ПИОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ
ЯДРАМИ p-ОБОЛОЧКИ**

Направлено в Оргкомитет V Всесоюзного семинара
"Программа экспериментальных исследований на
мезонной фабрике ИЯИ АН СССР", Звенигород, апрель
1987 г.

1987

В теории пион-ядерного взаимодействия проблема описания взаимодействия пионов низкой энергии с ядрами занимает особое место. Для количественного описания экспериментальных данных в этой области энергий необходимо учитывать целый ряд эффектов порядка, включая канал поглощения пиона. Анализ достижений и трудностей оптической модели в описании низкоэнергетического π -ядерного рассеяния за последние десять лет можно найти в обзорах [1,2].

В данной работе рассеяние пионов низкой энергии анализируется в рамках унитарной теории π -ядерного рассеяния (УТР) (см. обзор [2]), основанной на использовании эволюционного по константе связи метода Киришица [3]. Согласованность теории с условием унитарности позволяет корректно отделить непотенциальные эффекты от потенциальных (реальное поглощение). В [4] было получено количественное описание данных по рассеянию пионов на ${}^4\text{He}$ в интервале энергий до 50 МэВ. Здесь мы проведем анализ упругого рассеяния пионов на ядре p -оболочки ${}^{12}\text{C}$. Однако цель этой работы состоит не только в том, чтобы количественно описать данные рассеяния, а в демонстрации того факта, что экспериментальные данные по рассеянию пионов низких энергий могут служить источником важной информации о динамике пион-ядерного взаимодействия. Особенно в этом отношении выделяются пионы с энергией ~ 50 МэВ, поскольку в окрестности этой энергии дифференциальные сечения являются результатом сильной интерференции канала поглощения и чисто потенциального π -ядерного взаимодействия. Это делает их весьма чувствительными к входным параметрам теории.

Эксперимент. Для ядра ${}^{12}\text{C}$ в настоящее время имеется практически полный набор данных по рассеянию пионов в интервале 0 - 50 МэВ. Дифференциальные сечения измерены при энергиях 14, 20, 30, 40 и 50 МэВ [5].

Недавно [6] были определены сдвиги и ширины $1s$ - и $2p$ -уровней π - ${}^{12}\text{C}$ атома, которые дают нам информацию о взаимодействии пионов с углеродом при нулевой энергии.

Теория. Отсылая за деталями к обзору [2], где дано подробное изложение УТР-подхода, опишем лишь его основные элементы. В УТР основные уравнения формулируются для расчета непосредственно π -ядерных фаз рассеяния. Общая формула для парциальных фазовых сдвигов имеет вид

$$\delta_{\pi A}(\kappa) = \delta_{\pi A}^{\text{pot}}(\kappa) + \delta_{\pi A}^{\text{abs}}(\kappa). \quad (1)$$

Здесь $\delta_{\mathcal{N}A}^{\text{pot}}$ - чисто потенциальная часть фазы

$$\delta_{\mathcal{N}A}^{\text{pot}}(\kappa) = -\pi \epsilon_{\mathcal{N}A}(\kappa) \int_0^1 d\lambda \langle \vec{R}'_0 | U_0(E, \lambda) | \vec{R}_0 \rangle, \quad (2)$$

где $\epsilon_{\mathcal{N}A}(\kappa) = \kappa^2 / [2\kappa^2 dE(\kappa)/d\kappa]$ - плотность уровней, $E(\kappa)$ - энергия столкновения, $|\vec{R}_0, 0\rangle$ и $|\vec{R}'_0, 0\rangle$ - собственные функции канального гамильтониана $\hat{h} = K_{\mathcal{N}} + H_A$ ($K_{\mathcal{N}}$ - кинетическая энергия пиона, H_A - гамильтониан ядра), \vec{R} и \vec{R}' - импульсы пиона до и после рассеяния, $|0\rangle$ - основное состояние ядра. Переменная λ играет роль константы связи $\mathcal{N}N$ - взаимодействия в гамильтониане $H = K_{\mathcal{N}} + H_A + \lambda \sum_{\mathcal{N}N} v_{\mathcal{N}N}^i$, где $v_{\mathcal{N}N}^i$ - потенциал $\mathcal{N}N$ - взаимодействия.

Неэрмитова часть оператора $U_0(E, \lambda)$, играющего в данном подходе роль оптического потенциала, формируется за счет вклада от неупругих каналов реакции. Точная система уравнений для $U_0(E, \lambda)$ сформулирована в [2], где также развит итерационный метод её решения: унитарный ряд многократного рассеяния. В области низких энергий (до 70 МэВ), как показывают расчеты, ряд быстро сходится и достаточно учитывать лишь первые две итерации для описания рассеяния пионов на легких ядрах ($A \leq 16$). В конечном счете (см. [2]) фазы \mathcal{N} - ядерного рассеяния выражаются через $\mathcal{N}N$ - фазовые сдвиги, ядерные формфакторы и корреляционные функции.

Если вещественная часть фазы $Re \delta_{\mathcal{N}A}^{\text{pot}}$ определяется суммой первых двух итераций, то $Im \delta_{\mathcal{N}A}^{\text{pot}}$ возникает лишь во втором порядке теории. В выражении для $Im \delta_{\mathcal{N}A}^{\text{pot}}$ входит оператор

$$\int d\vec{R} \sum_{n>0} |\vec{R}^n, n\rangle \delta(E_0(\kappa) - E_n(\kappa)) \langle \vec{R}^n, n |,$$

где $E_n = E_0 + \epsilon_n$, ϵ_n - энергия возбужденного состояния ядра, отсчитываемая от энергии основного состояния, $|n\rangle$ - собственные функции ядерного гамильтониана. Этот оператор обеспечивает правильные пороговые свойства параметров неупругости. При использовании приближения полноты для расчета $Im \delta_{\mathcal{N}A}^{\text{pot}}$, когда полагают $\epsilon_n = \bar{\epsilon}_n \equiv \Delta$, в теории возникает параметр Δ , имеющий смысл средней энергии возбуждения ядерной системы. Величина Δ может зависеть, очевидно, от энергии рассеиваемого пиона. Если мнимая часть $Im \delta_{\mathcal{N}A}^{\text{pot}} \sim \epsilon_{\mathcal{N}A}(\kappa_A)$ (импульс κ_A определяется уравнением $E_0(\kappa) = E_n(\kappa) + \Delta$) - сильно зависит от параметра Δ , то на величину $Re \delta_{\mathcal{N}A}^{\text{pot}}$ он практически не влияет (см. обсуждение в [2]). Это объясняется тем, что зависящий от Δ член является малой поправкой к первым двум итерациям.

Поправка на поглощение имеет вид [2,4]

$$\delta_{\mathcal{N}A}^{\text{abs}}(\kappa) = -\pi \epsilon_{\mathcal{N}A}(\kappa) \int_0^1 d\eta \langle \Psi_{\vec{R}'_0, 0}^{(i)} | \mathcal{R}_0(E, \eta) | \Psi_{\vec{R}_0, 0}^{(i)} \rangle, \quad (3)$$

где $\Psi_{\vec{R}_0, 0}^{(i)}$ и $\Psi_{\vec{R}'_0, 0}^{(i)}$ - искаженные за счет потенциального взаимодействия пионные волны, а оператор $\mathcal{R}_0(E, \eta)$ учитывает все переходы в промежуточные бесспиновые состояния. Динамическая переменная η отвечает за включение операторов рождения и уничтожения пиона. Точная система для величины $\mathcal{R}_0(E, \eta)$ и итерационная схема её решения приведены в [2].

В предположении двухкулоного механизма поглощения для $\delta_{\mathcal{N}A}^{\text{abs}}$ можно [2,4] получить следующее выражение для ядер с нулевым спином и изоспином:

$$\delta_{\mathcal{N}A}^{\text{яд}}(k) = A(A-1)K(1+\epsilon) \{ \beta_0^2(k) [\bar{B}_0(k) + \alpha \cdot k^2 \bar{C}_0(k)] + \beta \cdot \bar{C}_0(k) \{ (1+\beta) \hat{\beta}_{\ell+1}^2(k) + \ell \cdot \hat{\beta}_{\ell-1}^2(k) / (2\ell+1) \}, \ell = 0, 1, 2, \dots \} \quad (4)$$

где $\epsilon = \omega_{\mathcal{N}}(k)/2M$, $\omega_{\mathcal{N}}$ - энергия нуклона, M - масса нуклона, $\hat{\beta}_\ell^2$ - парциальная гармоника Фурье-образа от $\rho^2(r)$ ($\rho(r)$ - ядерная плотность). Параметры утолстого преобразования с точностью до членов $\sim 1/A$ имеют вид $\alpha = -\epsilon/(1+\epsilon)$ и $\beta = 1/(1+\epsilon)$.

Комплексные величины \bar{B}_0 и \bar{C}_0 , как и в [4], мы будем считать постоянными в рассматриваемом интервале энергий 0-50 МэВ. Их значения определим из системы уравнений

$$\begin{aligned} a_0^{\text{EXP}} - a_0^{\text{pot}} &= f \hat{\beta}_0^2(0) \bar{B}_0, \quad f = A(A-1)(1+\epsilon)/(1+2\epsilon/A) \\ a_1^{\text{EXP}} - a_1^{\text{pot}} &= f [\bar{B}_0 \cdot \delta + \beta \cdot \bar{C}_0 \cdot \hat{\beta}_0^2(0)/3], \end{aligned} \quad (5)$$

где $\delta = \lim_{k \rightarrow 0} \hat{\beta}_1^2(k)/k^2$, $k \rightarrow 0$. Величины $a_{0,1}^{\text{pot}}$ вычисляются с помощью (2), $a_\ell = \lim_{k \rightarrow 0} \hat{\beta}_\ell^2(k)/k^2$, $k \rightarrow 0$. Экспериментальные значения для длин и объемов рассеяния $a_{0,1}^{\text{EXP}}$ можно извлечь из \mathcal{N} -ядерных данных.

Результаты. При расчетах \mathcal{N} -ядерных фазовых сдвигов $\delta_{\mathcal{N}A}^{\text{pot}}$ в (1) использовались данные фазового анализа (ФА), представленные в [7] в удобной аналитической форме. Параметры ядерных формфакторов, корреляционных функций и одночастичной плотности, которые рассчитывались в модели независимых частиц, определялись из данных по рассеянию электронов на углероде [8].

Параметры поправки на поглощение \bar{B}_0 и \bar{C}_0 определялись с помощью уравнения (5). Конкретно для ядра ^{12}C эти линейные соотношения имеют вид

$$\bar{B}_0 = \alpha_1 \cdot (a_0^{\text{EXP}} - a_0^{\text{pot}}), \quad \bar{C}_0 = \alpha_2 \cdot (a_1^{\text{EXP}} - a_1^{\text{pot}}) - \alpha_3 \bar{B}_0, \quad (6)$$

где $\alpha_1 = 0,87 \text{ фм}^3$, $\alpha_2 = 2,77 \text{ фм}^3$, а $\alpha_3 = 1,18 \text{ фм}^2$. Для $a_{0,1}^{\text{pot}}$, рассчитанных с \mathcal{N} -фазами из [7], получены следующие значения:

$$a_0^{\text{pot}} = 0,337 \text{ фм}, \quad a_1^{\text{pot}} = 3,215 \text{ фм}^3.$$

Следует, однако, иметь в виду, что величины $a_{0,1}^{\text{pot}}$ весьма чувствительны к данным ФА для \mathcal{N} -фаз рассеяния, которые неоднозначны, особенно в пороговой области энергий. В работах [9], например, можно найти целый спектр значений для a_0^{pot} : $-(0,28 \div 0,43) \text{ фм}$, в зависимости от используемых наборов длин и объемов \mathcal{N} -рассеяния. Интересно, что расчетов объемов \mathcal{N} -ядерного рассеяния практически нет.

Для $a_{0,1}^{\text{EXP}}$, используя известную формулу Дезера с поправками на конечные размеры ядра (см. [10]) и значения для сдвигов и ширины $f\rho$ - и 2ρ -состояний \mathcal{N} - ^{12}C атома [6], мы определили, что

$$a_0^{\text{EXP}} = (-0,45 + i 0,12) \text{ фм}, \quad a_1^{\text{EXP}} = (-2,22 + i 0,41) \text{ фм}^3.$$

Используя полученные значения для $a_{0,1}^{\text{pot}}$ и $a_{0,1}^{\text{EXP}}$, из уравнения (6) найдем

$$\bar{B}_0 = (-0,1 + i 0,1) \text{ фм}^3, \quad \bar{C}_0 = (-2,8 + i 1,0) \text{ фм}^6.$$

Заметим, что в отличие от $Re \bar{b}_0$ и $Re \bar{c}_0$ величины $Im \bar{b}_0$ и $Im \bar{c}_0$ определяются практически безмодельно, непосредственно через ширины уровней λ -атома. Следует также иметь в виду, что параметры \bar{b}_0 и \bar{c}_0 в соответствии с (3) эффективно учитывают искажение пионных волн за счет потенциального рассеяния. С определенными так параметрами поправки на поглощение рассчитывались дифференциальные сечения рассеяния π^+ -мезонов на углероде в интервале энергий до 50 МэВ.

Теперь остается оценить параметр Δ - среднюю энергию возбуждения ядерной системы, входящей в $Im \delta_{\pi A}^{pot}$. Как показано в таблице 1, к его величине чувствительно полное сечение рассеяния (напомним, что нижайшее возбужденное состояние в ^{12}C имеет энергию 4,4 МэВ). Это можно использовать для определения параметра Δ . К сожалению, данных для σ_{tot} при $T_\pi \approx 50$ МэВ нет. Можно, однако, оце-

Таблица 1. Полное сечение рассеяния $\pi^{12}C$ при 50 МэВ как функция параметра Δ

Δ , МэВ	5	10	15	20	25
σ_{tot}^+ , мбн	262	249	238	228	219
σ_{tot}^- , мбн	313	298	285	273	261
$\bar{\sigma}_{tot}$, мбн	288	274	262	251	240

нить полное сечение с помощью интерполяционной формулы для $\bar{\sigma}_{tot} = (\sigma_{tot}^+ + \sigma_{tot}^-)/2$ (см. [11]). Для $\pi^{12}C$ - рассеяния при 50 МэВ получим $\bar{\sigma}_{tot} \approx 250$ мбн, т.е. Δ лежит в интервале от 15 до 20 МэВ. Напомним, что Δ , вообще говоря, зависит от энергии пиона.

Дифференциальные сечения рассеяния, как видно из рис. 1, при энергии пиона 50 МэВ также демонстрирует сильную чувствительность к величине Δ , причем $\Delta \sim 20$ МэВ (сплошная кривая) обеспечивает лучшее описание данных рассеяния (штрих-пунктир соответствует $\Delta = 5$ МэВ). При расчете дифференциальных сечений рассеяния кулоновское взаимодействие учитывалось в соответствии с процедурой, развитой в [12]. Этот метод учета кулоновских поправок использовался при проведении фазового анализа $\pi^{12}C$ рассеяния в [13].

В таблице 2 мы привели (в первых трех столбцах) результаты расчетов полных сечений $\pi^{12}C$ - рассеяния при 50 МэВ: $\bar{\sigma}_{tot}$, $\bar{\sigma}_{el}$ и $\bar{\sigma}_A = \bar{\sigma}_{tot} - \bar{\sigma}_{el}$, где $\bar{\sigma} = (\sigma^+ + \sigma^-)/2$. В первом столбце приведены результаты полного расчета (параметр $\Delta = 20$ МэВ), второй соответствует $\delta_{\pi A}^{pot} = 0$ в (1), а третий - выключенной потенциальной части: $\delta_{\pi A}^{pot} = 0$.

Величины σ_R во 2-м и 3-м столбцах оценивают нам, соответственно, полное неупругое сечение за счет потенциальных эффектов (~ 60 мбн) и сечение поглощения пиона (~ 100 мбн). Таким образом, при 50 МэВ σ_R^{pot} и σ_R^{el} становятся сравнимыми. Дифференциальное сечение возникает здесь в результате сильной интерференции канала поглощения и чисто потенциального рассеяния: при "выключении" канала поглощения (см. таблицу 2) сечение упругого рассеяния увеличивается почти в два раза! Аналогичный эффект имеет место и для π^4He - рассеяния при 50 МэВ [4]. В таблице 2 мы привели также значения для полных сечений, полученные в [14] с помощью оптического потенциала (4-й столбец), а также данные фазового ана-

лиза работы [13]. В [14] получена также оценка для σ_{el} = 143 мб и σ_{el}^c = 35 мб ($\sigma_R = \sigma_{el} + \sigma_{el}^c$). Имеется заметное различие (см. таблицу 2) в значениях для парциальных сечений, полученных в [14] и в настоящей работе.

В таблице 3 приведены чисто адронные фазы и параметры неупругости χ^{12C} рассеяния при 50 МэВ в сравнении с результатами фазового анализа, проведенного в [13]. Результаты в первом столбце соответствуют чисто потенциальному случаю, а во втором - полному расчету. В 4-м столбце результаты σ_M [17].

Обсуждение. В работе показано, что в рамках УТР можно количественно описать дифференциальные сечения рассеяния пионов на ^{12}C в области энергий до 50 МэВ, используя значения для параметров поправки на поглощение $\tilde{\chi}$ и \tilde{c}_0 , определенные из χ -атомных данных. Слабая зависимость этих параметров от энергии подтверждает доминирующую роль двухнуклонного механизма поглощения пиона на тесно скоррелированной нуклонной паре.

Показано, что при энергиях пиона ~50 МэВ дифференциальное сечение рассеяния является результатом сильной интерференции канала поглощения и чисто потенциального взаимодействия. Это делает данные рассеяния чувствительными к величине Δ , характеризующей среднюю энергию возбуждения ядра. Лучшее описание достигается при его значениях 15+25 МэВ. Известно, что для ядер ρ -оболочки (см. [15], именно такое значение энергии отвечает энергии возбуждения гигантского дипольного резонанса (ГДР: Γ , I)). Поэтому представляется естественным интерпретировать этот результат как то, что

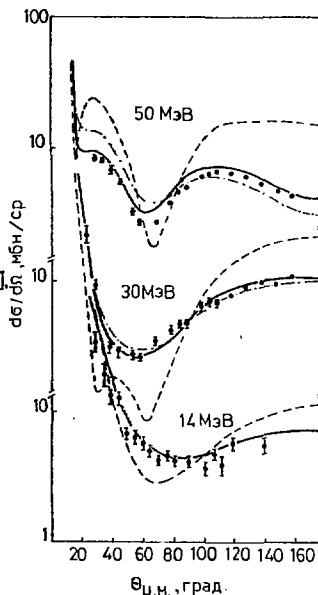


Рис. 1.

Дифференциальное сечение рассеяния мезонов на углероде при 14, 30 и 50 МэВ.

Таблица 2. Полное сечение рассеяния (σ_{tot}^c), полное упругое сечение рассеяния (σ_{el}^c) и сечение реакции (σ_R) при рассеянии пионов с энергией 50 МэВ на ^{12}C

Метод расчета	Полный расчет	σ_{xA}^{tot}	σ_{xA}^{el}	σ_M [14]	σ_A [13]
$\bar{\sigma}_{tot}^c$, мбн	250	276	138	259	276
$\bar{\sigma}_{el}^c$, мбн	104	215	39	79	92
$\bar{\sigma}_R$, мбн	146	60	99	180	174

основной вклад в формирование параметров неупругости за счет чисто потенциального пион-ядерного взаимодействия дают процессы с возбуждением ГДР в ядрах ρ - оболочки. Конечно, для подтверждения этой гипотезы желательно провести микроскопический расчет $\int_m \delta_{\pi A}^{\rho \omega}$ в предположении такого резонансного механизма. Можно проверить ее и экспериментально, изучая (π, π') - реакции в этой области энергий, поскольку моды распада гигантского резонанса известны достаточно хорошо [16].

Таблица 3. Чисто адронные фазы (δ_e , град) и параметры неупругости (γ_e) π^{12C} - рассеянии при 50 МэВ

	$\delta_{\pi A}^{\rho \omega}$	$\delta_{\pi A}^{\rho \omega} + \delta_{\pi A}^{\sigma \omega}$	фа [13]	OM [1.]
δ_s	-12,34	-17,19	-17,06	-6,6
γ_s	0,904	0,82	0,65	0,86
δ_p	24,51	14,04	12,70	15,5
γ_p	0,942	0,83	0,86	0,8
δ_n	7,96	6,15	6,50	6,1
γ_n	0,987	0,968	0,89	0,95

Известно (см. [1, 17]), что лучшее описание рассеяния пионов низкой энергии на ядрах в рамках оптической модели получается при использовании $\mathcal{N}\mathcal{N}$ -амплитуд с энергией $\mathcal{N}\mathcal{N}$ -подсистемы, смещенной приблизительно на 20 МэВ по сравнению со стандартным её двухчастичным значением. В [1, 17] это объясняется в рамках трехчастичной модели $\mathcal{N}A$ - взаимодействия за счет связанности нуклона в ядре. Если, однако, учесть, что применение трехчастичной модели к таким ядрам с заполненными оболочками, как ^{12}C и ^{16}O , вообще говоря, не имеет особых оснований, то происхождение масштаба ~ 20 МэВ, как отражающего резонансный механизм пион-ядерного взаимодействия, представляется более естественным.

В заключение перечислим экспериментальные данные, которые пока отсутствуют, но необходимы для выяснения механизма пион-ядерного взаимодействия в области низких энергий.

1. Измерение полного сечения рассеяния π^+ и π^- - мезонов в области энергий ~ 50 МэВ. Это позволит уточнить данные фазового анализа при низких энергиях, а также непосредственно проверить предсказания разных моделей для σ_{tot} (см. таблицу 2).

2. Измерение полного сечения поглощения как для π^+ , так и для π^- - мезонов на ядрах. Первые данные для σ_{abs} были представлены в [18], где, например, в случае углерода получена очень большая разница в значениях для σ_{abs}^+ и σ_{abs}^- (более чем в два раза!). Это невозможно описать учётом лишь кулоновского взаимодействия. Поэтому, с учетом также больших ошибок в данных ($\sim 20 \pm 30$ мбн) [18], необходимо провести новые измерения σ_{abs} , в частности, для случая $\pi^+ ^{12}C$.

3. Изучение $(\pi, \pi\mathcal{N})$ - реакции на совпадение, например $(\pi^+, \pi^+ p)$ при низких энергиях. Эти эксперименты помогут выяснить непосредственно механизм \mathcal{N} -ядерного взаимодействия, поскольку угловые распределения, соответствующие прямому механизму (квазиупругое выбивание) и резонансному, существенно отличаются. Первому случаю отвечают нуклоны, вылетающие в основном вперед, второму - приблизительно изотропные распределения в системе покоя ядра. Имеющиеся экспериментальные дан-

ные (σ, σ_{rel}) для реакции, полученные с помощью активационной техники [19], дают лишь информацию о полном сечении такого процесса.

В заключение автор выражает благодарность за обсуждения В.Б.Беляеву, Р.Маху и Р.Я.Зрамжану. Он также благодарен за помощь в численных расчетах А.П.Сапожникову.

Литература

1. Thomas A.W., Landau R.H.-Phys. Reports, 1980, v.58, No 3, p. 121-212.
Oset E., Toki N and Weise W.-Phys. Reports, 1982, v.83, No 4, p. 261-380.
2. Ханжасов М.Х.-ЭЧАЯ, 1985, т. 16, вып. 6, с. 1123-1273.
3. Киржици Д.А., Крючков Г.Ю., Такибаев Н.Э.-ЭЧАЯ, т. 10, вып. 4, с.741-783.
4. Belayev V.B., Khankhasayev M. Kh.-Phys. Lett., B, 1984, v. 137, p.299-302.
5. Freedom B.M. e.a.-Phys. Rev., C, 1981, v.23, p. 1134-1140;
Obeshain F.E. e.a. ibid, 1983, v. 27, p. 2753-2758;
Gill D.R. e.d. ibid, 1982, v. 26, p. 1306- 1310.
6. Fry C.A. e.a.-Nucl. Phys., A, 1982, v. 375, p. 325-334;
De Chambrier G. e.a. ibid., 1985, v. 442, p. 637-666.
7. Rowe G., Solomon M., Landau R.H.-Phys. Rev., C, 1978, v. 18, p. 584-590.
8. Sick I., McCarthy J.S.-Nucl. Phys., A, 1970, v. 150, p. 631-655.
9. Беляев В.Б., Соловьева О.П.-ЯФ, 1981, т. 33, с. 699-708.
Moyer L., Koltun D.S.-Phys. Rev., 1969, v. 182, p. 999-1007.
Беляев В.Б., Рахимов А.А. ОМЯИ, 1981, P4-81-672, Дуна.
10. Dezer S. e.a.-Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 774-777; LL-Tony-Cheon, von
Egidy T.-Nucl. Phys., 1974, v. A234, p. 401;
Hufner J., Tausher L., Wilkin C.-Nucl. Phys., A, 1974, v.231, p. 455-461.
11. Saxhol A.S. e.a. -Phys. Rev., C, 1976, v. 14, p. 635-639.
12. Frölich J., Pilkuhn H., Schlaile H.G.-Phys. Lett., B, 1983, v. 121, p. 235-
- 238.
13. Dumbrajs O. e.a.-Phys. Rev., C, 1984, v. 29, p. 581-591.
14. Striker K., McManus H., Carr J.A.-Phys. Rev., C, 1979, v. 19, p. 929-948.
15. Moore F.C. e.a.-Phys. Rev., C, 1982, v. 26, p. 2561-2564.
16. Гончарова Н.Г., Кисеенер Х.Р., Зрамжан Р.А.-ЭЧАЯ, т.16, вып.4, с.773-823;
McGeorge e.a.-Phys. Lett., B, 1986, v. 179, p. 212-216.
17. Landau R.H., Thomas A.W.-Nucl. Phys. A., 1978, v. 302, p. 461-493.
18. Navon I. e.a. Preprint TRI-PF-83-14, TRIUMF, Vancouver, 1983
19. Butler G.W. e.a.-Phys. Rev., C, 1982, v. 26, p. 1737-1739.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 марта 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике гравельных ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.

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

Ханхасаев М.Х.

P4-87-178

Рассеяние пионов низкой энергии
ядрами p-оболочки

Анализируются данные по рассеянию пионов низкой энергии /до 50 МэВ/ на углероде в рамках унитарного подхода, основанного на использовании эволюционного по константе связи метода. При энергиях пиона ~50 МэВ дифференциальное сечение является результатом сильной интерференции канала поглощения и чисто потенциального рассеяния. Показано, что данные рассеяния в этой области энергий становятся чувствительными к динамике пион-ядерного взаимодействия.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Г.Г.Сандуковской

Khankhasayev M.Kh.

P4-87-178

Low-Energy Scattering of Pions by
p-Shell Nuclei

Low-energy pion-carbon scattering (up to 50 MeV) is analysed in the framework of the unitary approach based on the method of evolution in the coupling constant. It is shown that at $T_{\pi} \sim 50$ MeV the differential cross section arises as a result of the strong interference between the pure potential and absorption channels. In this energy region the scattering data are very sensitive to the dynamics of the pion-nucleus interaction.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987

Редактор Е.К.Аксенова. Макет Р.Д.Фоминой.

Подписано в печать 30.03.87.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 0,69.

Тираж 425. Заказ 38890.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.