

ЯФ, 1967, т. 5, № 2, с. 405-410

A-341

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2584



Л.С. Ажгирей, В.И. Чижиков

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ  
ОДНОБОЗОННОЙ ОБМЕННОЙ МОДЕЛИ  
ПО ФАЗОВЫМ СДВИГАМ УПРУГОГО  
НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

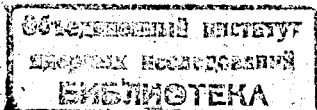
1966

P - 2584

Л.С. Ажгирей, В.И. Чижиков

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ  
ОДНОБОЗОННОЙ ОБМЕННОЙ МОДЕЛИ  
ПО ФАЗОВЫМ СДВИГАМ УПРУГОГО  
НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ

Направлено в "Ядерную физику"



## 1. Введение

В настоящее время появился ряд работ<sup>/1-8/</sup>, в которых взаимодействие между двумя нуклонами рассматривается в рамках обмена отдельными бозонами. Амплитуда рассеяния при таком подходе представляется в виде суммы вкладов, обусловленных обменом пионными резонансными системами, рассматриваемыми как одночастичные состояния. Различные однобозонные обменные модели нуклон-нуклонного рассеяния отличаются друг от друга в основном способом унитаризации борновского приближения, используемого при вычислении полюсных вкладов. Так, например, в подходе, развиваемом Скотти и Вонгом<sup>/2,6/</sup>, унитарность достигается использованием дисперсионных соотношений. В "потенциальных моделях"<sup>/3,4/</sup> требования унитарности выполняются благодаря решению уравнения Шредингера. Способы явной унитаризации борновских амплитуд<sup>/1,8/</sup> являются наиболее простыми, так как в этом случае можно обойтись без решения интегральных или дифференциальных уравнений.

Параметрами однобозонных моделей являются константы связи и массы некоторых бозонов, которые подбираются так, чтобы наилучшим образом описать данные по рассеянию. Несмотря на разницу в способе унитаризации, с помощью разных моделей можно удовлетворительно воспроизвести амплитуду нуклон-нуклонного рассеяния в интервале энергий до  $\approx 350$  Мэв (хотя значения некоторых параметров в разных моделях и различаются). В связи с этим представляет интерес, наряду с однопионным обменом, учесть также и одиобозонный обмен в фазовом анализе нуклон-нуклонного рассеяния при энергии 660 Мэв, так как с увеличением энергии вклад от обмена бозонами в высшие состояния возрастает. Решение этой задачи стимулируется также недавними измерениями поляризации в упругом  $pp$ -рассеянии в области малых углов при 667 Мэв<sup>/9/</sup>, - для описания этих данных может оказаться существенным учет одиобозонного обмена.

С этой целью в настоящей работе определяются константы связи и массы бозонов, обмен которыми может давать вклад в нуклон-нуклонное рассеяние. В качестве экспериментальной информации используются фазовые сдвиги, найденные Мак Грегором и др.<sup>/10, 11/</sup> из совместного анализа  $pp$ - и  $np$ -рассеяний при энергиях 25, 50, 95, 142, 210 и

310 Мэв, а также фазовые сдвиги  $\rho\rho$ -рассеяния при 435 Мэв<sup>12/</sup> (за исключением фазовых сдвигов  $S_0$  - и  $S_1$  - состояний и параметра смешивания  $\epsilon_1$ ). Производится сравнение различных способов явной унитаризации борновского приближения.

Поиск оптимальных параметров осуществлялся методом наименьших квадратов. Это позволяет оценить реальный разброс параметров и точность их определения, что существенно при сравнении различных моделей однобозонного обмена.

При учете обменов скалярными, псевдоскалярными и векторными мезонами соответствующие лагранжианы взаимодействия записывались в виде:

$$\sqrt{4\pi} g_S \bar{\psi} \psi \phi \quad (1)$$

для обмена скалярными мезонами;

$$\sqrt{4\pi} g_P \bar{\psi} i \gamma_5 \psi \phi \quad (2)$$

для обмена псевдоскалярными мезонами;

$$\sqrt{4\pi} i g_V \bar{\psi} i \gamma_\mu \psi \phi_\mu + \frac{f_V}{2m} \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \psi \phi_{\mu\nu} \quad (3)$$

для обмена векторными мезонами. Здесь  $\psi$  и  $\phi$  - волновые функции нуклона и мезона соответственно;

$$\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2i} (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu); \phi_{\mu\nu} = \frac{\partial \phi_\nu}{\partial x_\mu} - \frac{\partial \phi_\mu}{\partial x_\nu};$$

$m$  - масса нуклона;  $g_S, g_P, g_V$  и  $f_V$  - константы связи соответствующих мезонов с нуклоном. Матричные элементы амплитуды рассеяния, соответствующие различным начальным и конечным спиновым состояниям системы двух нуклонов, вычислялись в борновском приближении с использованием обычной техники диаграмм Фейнмана. Парциально-волновые амплитуды, относящиеся к состояниям системы двух нуклонов с данным угловым моментом, были получены разложением матричных элементов по сферическим гармоникам. Окончательные выражения совпадают с приведенными в работе Савады и др.<sup>1/</sup>

## 2. Способы явной унитаризации парциально-волновых амплитуд

Как упоминалось выше, при вычислении однобозонного обмена используется борновское приближение. Найденная таким путем амплитуда рассеяния является чисто действительной и не удовлетворяет формальным требованиям, налагаемым свойством унитарно -

<sup>1/</sup> В формулах работы имеется несколько опечаток. Так, в формулах (18) в выражении для  $\alpha_{\ell, \ell+1}^{TJ}$  второй член в скобках перед  $Q_{\ell+1}(x_0)$  следует читать:  $-2(\ell+2)(2\ell+3)\epsilon^2$ ; в тех же формулах в выражении для  $\alpha_{\ell, \ell-1}^{TJ}$  первый член в скобках перед  $Q_{\ell-1}(x_0)$  следует читать:  $\ell(2\ell-1)[(2\ell-1)-2]\epsilon^2 / [(2\ell+1)(2\ell-3)]$ ; в тех же формулах в выражении для  $\alpha_{\ell, \ell}^{TJ}$  множитель перед  $Q_{\ell-1}(x_0)$  следует читать  $-2\epsilon^2 k$ . В формулах (19) в выражении для  $\alpha_{\ell, \ell-1}^{TJ}$  второй член в скобках перед  $Q_{\ell-1}(x_0)$  должен иметь знак минус.

сти матрицы рассеяния. Существует несколько способов явной унитаризации борновских амплитуд.

В модели К-матрицы /1/ фазовые сдвиги вычисляются из парциально-волновых амплитуд  $\alpha_{\ell_j}^B$ , найденных в борновском приближении, при помощи соотношений:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \delta_{\ell} &= \frac{\alpha_{\ell}^B}{2i}, & \operatorname{tg} \delta_{\ell_j} &= \frac{\alpha_{\ell_j}^B}{2i}, \quad \ell = j, \\ \operatorname{tg} 2\delta_{j-1,j} &= \frac{2[a_1 - a_2(a_3^2 - a_1 a_2)]}{1 - (a_3^2 - a_1 a_2)^2 - (a_1^2 - a_2^2)}, \\ \operatorname{tg} 2\delta_{j+1,j} &= \frac{2[a_2 - a_1(a_3^2 - a_1 a_2)]}{1 - (a_3^2 - a_1 a_2)^2 + (a_1^2 - a_2^2)}, \\ \sin^2 2\epsilon_j &= \frac{4a_3}{(1 - a_1 a_2 + a_3^2)^2 + (a_1 + a_2)^2}, \\ a_1 &= \frac{1}{2i} \alpha_{j-1,j}^B, & a_2 &= \frac{1}{2i} \alpha_{j+1,j}^B, & a_3 &= \frac{1}{2i} \alpha_{j,B}^B. \end{aligned} \quad (4)$$

В так называемой "модели реальных частей" /8/ предполагается, что борновские парциально-волновые амплитуды дают реальные части "истинных" парциально-волновых амплитуд. Выражения для фазовых сдвигов в модели реальных частей имеют вид:

$$\begin{aligned} \sin \delta_{\ell} \cos \delta_{\ell} &= \frac{\alpha_{\ell}^B}{2i}, & \sin \delta_{\ell_j} \cos \delta_{\ell_j} &= \frac{\alpha_{\ell_j}^B}{2i}, \quad \ell = j, \\ \sin 2\delta_{j-1,j} \cos 2\epsilon_j &= 2a_1, \\ \sin 2\delta_{j+1,j} \cos 2\epsilon_j &= 2a_2, \\ \sin 2\epsilon_j \cos(\delta_{j-1,j} + \delta_{j+1,j}) &= 2a_3. \end{aligned} \quad (5)$$

Можно также предположить, что модули борновских парциальных амплитуд равны модулям соответствующих "истинных" парциальных амплитуд (назовем эту модель "моделью синуса"). В этом случае связь между борновскими амплитудами и фазовыми сдвигами будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \sin \delta_{\ell} &= \frac{\alpha_{\ell}^B}{2i}, & \sin \delta_{\ell_j} &= \frac{\alpha_{\ell_j}^B}{2i}, \quad \ell = j, \\ 2 \cos 2\delta_{j-1,j} \cos 2\epsilon_j - \cos^2 2\epsilon_j &= 1 - 4a_1^2, \\ 2 \cos 2\delta_{j+1,j} \cos 2\epsilon_j - \cos^2 2\epsilon_j &= 1 - 4a_2^2, \\ \sin 2\epsilon_j &= 2a_3. \end{aligned} \quad (6)$$

Можно дать геометрическую интерпретацию указанных способов явной унитаризации, что позволяет рассматривать их с единой точки зрения. Рассмотрим для простоты только несмешивающиеся состояния системы двух нуклонов (т.е. синглетные состояния

и триплетные состояния с  $\ell = j$ ). Парциально-волновые амплитуды для этих состояний связаны с фазовыми сдвигами соотношением:

$$a_{\ell} = \exp(2i\delta_{\ell}) - 1, \quad \text{или} \quad a_{\ell} = \frac{1}{2i} [\exp(2i\delta_{\ell}) - 1].$$

Легко показать <sup>/13/</sup>, что геометрическим местом концов векторов  $\vec{a}_{\ell}$ , проведенных из начала координат в комплексной плоскости ( $x, iy$ ), будет окружность радиуса  $1/2$  с центром в точке  $(0, i/2)$ . Для данного значения  $\delta_{\ell}$  вектор  $\vec{a}_{\ell}$  образует угол  $\delta_{\ell}$  с осью  $x$ . Амплитуда  $a_{\ell}$ , вычисленная в борновском приближении, чисто действительна, и вектор  $\vec{a}_{\ell}^B$  направлен вдоль оси  $x$ . Процесс унитаризации заключается в проецировании борновской амплитуды на указанную окружность в комплексной плоскости, и три приведенные выше модели унитаризации различаются между собой способом этого проецирования. В модели  $K$ -матрицы (4) конец вектора  $\vec{a}_{\ell}^B$  проецируется на окружность прямой, перпендикулярной к вектору  $\vec{a}_{\ell}$ , представляющему "истинную" амплитуду. В модели реальных частей (5) конец вектора  $\vec{a}_{\ell}^B$  проецируется прямой, перпендикулярной к вектору  $\vec{a}_{\ell}^B$ . Видно, что в этом случае нельзя унитаризовать амплитуды  $a_{\ell}^B > 1/2$ , тогда как в модели  $K$ -матрицы величина  $a_{\ell}^B$  может принимать любые значения. Наконец, в "модели синуса" (6) амплитуда  $\vec{a}_{\ell}^B$  проецируется на окружность так, что  $|\vec{a}_{\ell}^B| = |\vec{a}_{\ell}^B|$ . Этот способ унитаризации является промежуточным между моделью  $K$ -матрицы и моделью реальных частей; максимальное значение  $a_{\ell}^B$  ограничено здесь единицей.

### 3. Определение параметров однобозонного обмена из данных по $pp$ -рассеянию

На первом этапе расчетов было выполнено сравнение различных способов явной унитаризации. Брайан и Арндт <sup>/8/</sup>, учитывая обмен скалярным ( $\sigma$ ), псевдоскалярным ( $\pi$ ) и векторным ( $V$ ) мезонами, воспроизвели фазовые сдвиги  $pp$ -рассеяния в области энергий 25-310 Мэв, используя для унитаризации борновских амплитуд модель реальных частей. Подгонка параметров осуществлялась к фазовым сдвигам  $P$ -,  $D$ -,  $F$ - и  $G$ -состояний, найденным Мак Грегором и др. <sup>/10,11/</sup> из совместного анализа  $pp$ - и  $np$ -рассеяний. Значения параметров, полученных в работе <sup>/8/</sup>, приведены в первой строке таблицы 1.

В настоящей работе были определены параметры трехполосного обмена как для "модели синуса", так и для модели  $K$ -матрицы. Параметры подбирались так, чтобы воспроизвести все феноменологические фазовые сдвиги  $pp$ -рассеяния, полученные в <sup>/10,11/</sup>, за исключением фазового сдвига  $^1S_0$ -состояния. Результаты расчетов приведены во второй и третьей строках таблицы 1.

Таблица 1

Параметры трехполосного обмена для  $pp$ -рассеяния при различных способах явной унитаризации борновских амплитуд. Масса пions  $m_{\pi} = 135$  Мэв, масса векторного мезона  $m_V = 770$  Мэв.

Способ унитаризации	$m_{\sigma}$	$g_{\sigma}^2$	$g_{\pi}^2$	$g_V^2$	$f_V/g_V$	$\chi^2$
Модель реальных частей (работа <sup>/8/</sup> )	386	1,60	12,3	2,27	2,34	292
"Модель синуса"	390+7	1,73+0,08	12,03+0,20	3,01+0,53	0,86+0,11	248,2
Модель $K$ -матрицы	401+8	1,85+0,11	12,06+0,21	3,39+0,63	0,76+0,10	222,3

Результаты расчетов, приведенные в таблице 1, показывают, что значения параметров однобозонного обмена, полученные при различных способах явной унитаризации борновских амплитуд, не сильно различаются между собой. Значения  $\chi^2$  для разных вариантов расчета свидетельствуют о том, что наилучшее описание экспериментальной информации достигается в случае унитаризации с помощью  $K$ -матрицы. Поэтому во всех последующих расчетах для унитаризации борновских парциально-волновых амплитуд использовалась модель  $K$ -матрицы. Различные варианты подгонки полюсных параметров к фазовым сдвигам  $pp$ -рассеяния приведены в таблице 2.

Таблица 2

Полюсные параметры, определенные по фазовым сдвигам  $pp$ -рассеяния. Значения масс приведены в Мэв. В скобках указаны значения зафиксированных параметров.

	1	2	3	4
$m_{\sigma}$	401 + 8	360 + 8	368 + 7	419 + 16
$g_{\sigma}^2$	1,95 + 0,11	1,81 + 0,09	1,81 + 0,09	3,72 + 0,59
$m_{\pi}$	(135)	(135)	(135)	(135)
$g_{\pi}^2$	12,06+0,21	12,62+0,21	12,92+0,20	12,69+0,22
$m_{\omega}$	(770)	467 + 16	495 + 16	480 + 18
$g_{\omega}^2$	3,39 + 0,63	1,44 + 0,31	1,45 + 0,29	2,31 + 0,54
$f_{\omega}/g_{\omega}$	0,76 + 0,10	0,99 + 0,14	1,08 + 0,13	0,69 + 0,13
$m_{\rho}$	-	-	-	1290 + 160
$g_{\rho}^2$	-	-	-	10,8 + 6,7
$f_{\rho}/g_{\rho}$	-	-	-	-0,66 + 0,15
энерг. интер.	25 - 310 Мэв	25 - 310 Мэв	25 - 435 Мэв	25 - 310 Мэв
число точек	59	59	69	59
$\chi^2$	222,3	117,9	162,8	80,3

Как видно из таблицы 2 (столбец 2), варьирование массы векторного мезона  $m_\omega$  позволяет уменьшить значение  $\chi^2$  примерно на 100 единиц. Это связано с тем обстоятельством, что векторный полюс отвечает не только обмену  $\omega$ -мезоном, а представляет собой некоторую комбинацию полюсов, обусловленных обменом различными векторными частицами ( $\omega$ ,  $\rho$ ,  $\phi$  и, возможно,  $V$ -мезоны).

В столбце 3 таблицы 2 приведен вариант расчета, когда в анализ были включены также фазовые сдвиги  $pp$ -рассеяния при 435 Мэв, взятые из работы <sup>/12/</sup>. Видно, что при таком увеличении экспериментальной информации значения полюсных параметров практически не изменяются. Отсюда можно заключить, что фазовые сдвиги при 435 Мэв можно воспроизвести, учитывая обмен теми же бозонами, которые дают вклад и в интервале энергий 25-310 Мэв.

Дальнейшее уменьшение значения  $\chi^2$  можно получить, учитывая обмен двумя векторными мезонами (столбец 4 таблицы 2). Отношение  $\chi^2/\chi^2$  для этого варианта составляет всего 1,8. Этот результат наглядно показывает, что один векторный полюс не эквивалентен сумме двух векторных полюсов. Здесь следует отметить, что различия в изотопических спинах обмениваемых частиц в случае близких значений масс могут проявиться только при описании фазовых сдвигов как  $pp$ - , так и  $np$ -рассеяний. Поэтому эволюцию однобозонной обменной модели удобнее проследживать, подгоняя ее параметры к фазовым сдвигам нуклон-нуклонного рассеяния.

#### 4. Определение параметров однобозонного обмена по фазовым сдвигам нуклон-нуклонного рассеяния

При определении полюсных параметров использовались фазовые сдвиги, найденные МакГрегором и др. <sup>/10,11/</sup>, за исключением фазовых сдвигов  $^1S_0$  - и  $^3S_1$  - состояний и параметра смешивания  $\epsilon_1$ . Всего в анализ включалось 90 значений фазовых сдвигов и параметров смешивания  $pp$ - и  $np$ -рассеяний в интервале 25-310 Мэв.

Рассчитывалось несколько вариантов подгонки полюсных параметров к фазовым сдвигам нуклон-нуклонного рассеяния; эти варианты отличались как количеством учитываемых полюсов, так и числом варьируемых параметров.

С помощью обмена только двумя мезонами, псевдоскалярным и векторным, не удается сколько-нибудь удовлетворительно описать фазовые сдвиги нуклон-нуклонного рассеяния; значение  $\chi^2$  в этом случае оказывается  $\sim 10^5$ . Это обусловлено тем, что обмен векторным мезоном дает слишком большое центральное отталкивание между нуклонами. Избыток сил отталкивания можно компенсировать, если учесть вклад от обмена скалярным мезоном <sup>/8/</sup>. Введение гипотетической скалярной частицы для описания нуклон-нуклонного рассеяния еще не доказывает реального ее существования. Возможно, вклад от обмена

скалярным  $\sigma$ -мезоном эффективно учитывает вклад от непрерывного распределения двухнионной пары в  $S$ -состоянии <sup>/6/</sup>.

Учитывая обмен тремя мезонами: скалярным с изотопическим спином  $T = 0$  ( $\sigma_0$ ), псевдоскалярным с  $T = 1$  ( $\pi$ ) и векторным с  $T = 0$  ( $\omega$ ), уже можно качественно воспроизвести фазовые сдвиги нуклон-нуклонного рассеяния в интервале 25-310 Мэв. При варьировании массы скалярного мезона (полагая  $m_\pi = 135$  Мэв и  $m_\omega = 780$  Мэв) и констант связи всех мезонов с нуклоном значение  $\chi^2$  оказывается равным 703. Дополнительное варьирование массы векторного мезона уменьшает значение  $\chi^2$  до 512.

Дальнейшее улучшение описания фазовых сдвигов нуклон-нуклонного рассеяния можно получить, учитывая, помимо скалярного и псевдоскалярного полюсов, обмен двумя векторными мезонами ( $\omega$  с  $T = 0$  и  $\rho$  с  $T = 1$ ). Этот вариант расчета приведен в столбце 1 таблицы 3. Массы  $\pi$ -,  $\omega$ - и  $\rho$ -мезонов в этом случае фиксировались и принимались равными их табличным значениям. Масса скалярной частицы, как и во всех последующих вариантах расчетов, варьировалась, поскольку эта частица является гипотетической.

В столбце 2 таблицы 3 приведены результаты расчета с дополнительным учетом обмена псевдоскалярным  $\eta$ -мезоном ( $T = 0$ ) с массой 548 Мэв. Видно, что в этом случае значения остальных параметров практически не меняются по сравнению с предыдущим вариантом расчета; значение  $\chi^2$  уменьшается лишь незначительно. По-видимому, вклад  $\eta$ -мезона не существенен в нуклон-нуклонном рассеянии в интервале 25-310 Мэв. Аналогичный вывод был сделан и в других работах <sup>/5,7/</sup>.

Вариант шестиполюсной подгонки к фазовым сдвигам нуклон-нуклонного рассеяния (два скалярных, два псевдоскалярных и два векторных мезона) приведен в столбце 3 таблицы 3. Видно, что учет еще одного гипотетического скалярного мезона (с  $T = 1$ ) не сильно улучшает качество описания фазовых сдвигов: значение отношения  $\chi^2/\chi^2$  уменьшается от 5,2 (для вариантов 1 и 2) до 5,1 (для варианта 3). Вместе с тем в этом случае значения констант связи остальных мезонов выходят за пределы ошибок их определения в других вариантах расчета.

Заметное уменьшение значения  $\chi^2$  достигается варьированием масс векторных мезонов (столбец 4 таблицы 3). Значение отношения  $\chi^2/\chi^2$  составляет в этом случае 3,15. Дополнительный учет псевдоскалярного мезона с  $T = 0$  (столбец 5 таблицы 3) снова не улучшает качества описания ( $\chi^2/\chi^2 = 3,1$ ), что подтверждает вывод о малой роли  $\eta$ -мезона в ядерных силах.

Примечательно, что величина константы связи  $\pi$ -мезона с нуклоном очень слабо зависит от количества учитываемых полюсов. Ее значение для всех вариантов

Т а б л и ц а 3

Полюсные параметры, определенные по фазовым сдвигам нуклон-нуклонного рассеяния в интервале 25-310 Мэв. Значения масс приведены в Мэв. В скобках указаны значения зафиксированных параметров.

	1	2	3	4	5
$\chi^2$	430,2	430,0	404,9	255,5	244,4
$m_{\sigma_0}$ $g_{\sigma_0}^2$	482 $\pm$ 17 4,48 $\pm$ 0,71	482 $\pm$ 16 4,48 $\pm$ 0,70	372 $\pm$ 28 1,44 $\pm$ 0,44	373 $\pm$ 13 2,87 $\pm$ 0,37	401 $\pm$ 17 3,32 $\pm$ 0,50
$m_{\sigma_1}$ $g_{\sigma_1}^2$	-	-	960 $\pm$ 48 37 $\pm$ 10	-	-
$m_{\eta}$ $g_{\eta}^2$	-	(548) 0,70 $\pm$ 1,06	(548) 5,0 $\pm$ 1,8	-	1530 $\pm$ 290 17,7 $\pm$ 7,5
$m_{\pi}$ $g_{\pi}^2$	(135) 12,75 $\pm$ 0,18	(135) 12,68 $\pm$ 0,20	(135) 12,12 $\pm$ 0,22	(135) 13,10 $\pm$ 0,18	(135) 12,74 $\pm$ 0,20
$m_{\omega}$ $g_{\omega}^2$ $f_{\omega}/g_{\omega}$	(780) 7,2 $\pm$ 1,2 0,23 $\pm$ 0,06	(780) 7,0 $\pm$ 1,5 0,25 $\pm$ 0,07	(780) 4,1 $\pm$ 2,0 0,80 $\pm$ 0,29	422 $\pm$ 18 2,1 $\pm$ 0,5 0,50 $\pm$ 0,09	468 $\pm$ 27 2,4 $\pm$ 0,9 0,59 $\pm$ 0,15
$m_{\rho}$ $g_{\rho}^2$ $f_{\rho}/g_{\rho}$	(750) 0,26 $\pm$ 0,21 -3,4 $\pm$ 1,2	(750) 0,27 $\pm$ 0,25 -3,4 $\pm$ 1,4	(750) 8,7 $\pm$ 2,9 -0,76 $\pm$ 0,08	800 $\pm$ 120 0,10 $\pm$ 0,26 -5,4 $\pm$ 7,0	1180 $\pm$ 220 0,84 $\pm$ 1,72 -2,8 $\pm$ 2,5

расчета хорошо согласуется со значением  $g_{\pi}^2 = 13$ , полученным в фазовом анализе нуклон-нуклонного рассеяния. /10/

Константа связи, соответствующая скалярному полюсу, также не сильно меняется в различных вариантах расчета. Примерно постоянным для всех вариантов расчета (за исключением варианта 3) остается отношение  $g_{\sigma}^2/m_{\sigma}^2$ ; оно составляет  $\approx 0,36$ , если массу бозона выразить в единицах массы пиона. В случае  $\omega$ -мезона паулиевская связь в лагранжиане взаимодействия мала, и снова отношение  $g_{\omega}^2/m_{\omega}^2$  оказывается примерно постоянным для всех вариантов расчета, за исключением варианта 3; оно составляет  $\approx 0,21$ . Малое значение отношения  $f_{\omega}/g_{\omega}$  согласуется с данными по электромагнитным формфакторам нуклона; к сожалению, довольно большие ошибки определения  $g_{\rho}^2$  и  $f_{\rho}/g_{\rho}$  затрудняют проведение аналогичного сравнения для  $\rho$ -мезона.

Интересен эффект уменьшения массы  $\omega$ -мезона в случае четырехполюсной подгонки с варьированием  $m_{\omega}$  и  $m_{\rho}$ . Это может быть обусловлено наличием неучитываемого в данном расчете вклада от непрерывного распределения трех пионов в P-состоянии. Кроме того, возможно, что как значение  $m_{\omega}$ , так и значения других параметров сместятся, если в дополнение к скалярному, псевдоскалярному и двум векторным полюсам учесть также обмен аксиальновекторной и тензорной ( $f_0$ -мезон) частицами /7/.

В целом четырехполюсная обменная модель (с учетом  $\sigma$ -,  $\pi$ -,  $\omega$ - и  $\rho$ -мезонов) хорошо описывает фазовые сдвиги нуклон-нуклонного рассеяния (для состояний с  $l \geq 1$ ) в интервале 25-310 Мэв. Энергетические зависимости фазовых сдвигов, вычисленные согласно параметрам, приведенным в столбце 4 таблицы 3, вплоть до энергии 660 Мэв, показаны на рис. 1-7 вместе со значениями фазовых сдвигов, использованными в расчетах. На рис. 1-4 показаны также фазовые сдвиги, полученные в результате фазовых анализов экспериментальных данных по упругому  $pp$ -рассеянию при энергиях 435<sup>12/</sup> и 657 Мэв; штриховыми кривыми показаны энергетические зависимости фазовых сдвигов в состояниях с  $T=1$ , вычисленные согласно параметрам столбца 2 таблицы 2. Из рис. 1-4 видно, что рассчитанные на основе четырехполюсной обменной модели энергетические зависимости фазовых сдвигов качественно согласуются с результатами фазовых анализов данных по  $pp$ -рассеянию при 435 и 657 Мэв. Это свидетельствует о том, что основные черты  $pp$ -взаимодействия при 660 Мэв, по-видимому, можно воспроизвести, учитывая обмен теми же мезонами, которые описывают фазовые сдвиги нуклон-нуклонного рассеяния в интервале энергий 25-310 Мэв.

В настоящей работе значения полюсных параметров определяются не непосредственно из экспериментальных данных по нуклон-нуклонному рассеянию, а подгоняются к результатам фазового анализа экспериментальных данных. В связи с этим интересно проверить, насколько определяемые значения параметров чувствительны к результатам различных фазовых анализов, которые могут отличаться друг от друга в некоторых деталях. С этой целью параметры четырехполюсной обменной модели (с учетом  $\sigma$ -,  $\pi$ -,  $\omega$ - и  $\rho$ -мезонов) подгонялись также к результатам фазового анализа нуклон-нуклонного рассеяния, выполненного Казариновым и др. /14/; при этом использовались значения фазовых сдвигов, найденных при энергиях 23,1, 40, 52, 66, 95, 147, 210 и 310 Мэв, за исключением фазовых сдвигов S-волн и параметра смешивания  $\epsilon_1$ , - всего 94 значения фазовых сдвигов. Массы пиона и обоих векторных мезонов в этом расчете фиксировались ( $m_{\pi} = 135$  Мэв,  $m_{\rho} = 750$  Мэв,  $m_{\omega} = 780$  Мэв), а значения констант связи и масса скалярного мезона варьировались. Полученные значения параметров составляют:  $m_{\sigma} = (462 \pm 12)$  Мэв;  $g_{\sigma}^2 = 3,86 \pm 0,44$ ;  $g_{\pi}^2 = 12,38 \pm 0,14$ ;  $g_{\omega}^2 = 7,0 \pm 0,9$ ;  $f_{\omega}/g_{\omega} = 0,20 \pm 0,04$ ;  $g_{\rho}^2 = 0,05 \pm 0,07$ ;  $f_{\rho}/g_{\rho} = -7,3 \pm 4,7$  при значении  $\chi^2 = 731,3$ . Сравнивая эти значения с параметрами, приведенными в табли-



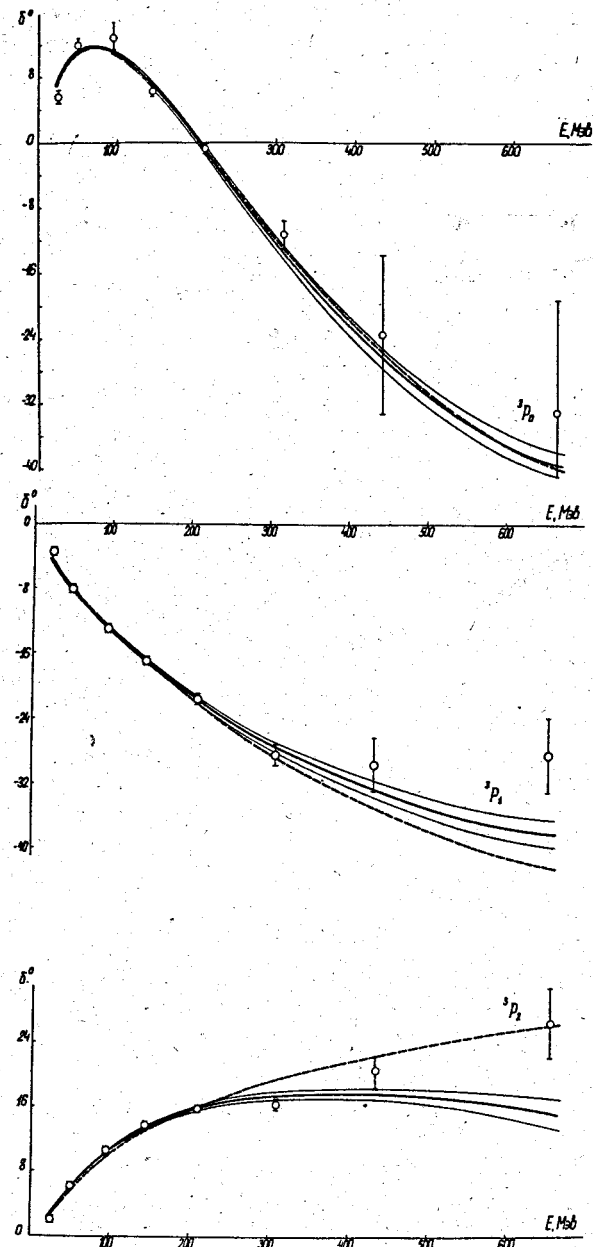
це 3, можно проследить общее согласие между обоими наборами параметров. Следует, однако, отметить, что четырехполюсная модель хуже описывает фазовые сдвиги /14/; это объясняется менее плавным энергетическим поведением этих фазовых сдвигов.

В заключение авторы выражают благодарность В.В. Бабикову и М.Г. Мешерякову за полезные обсуждения.

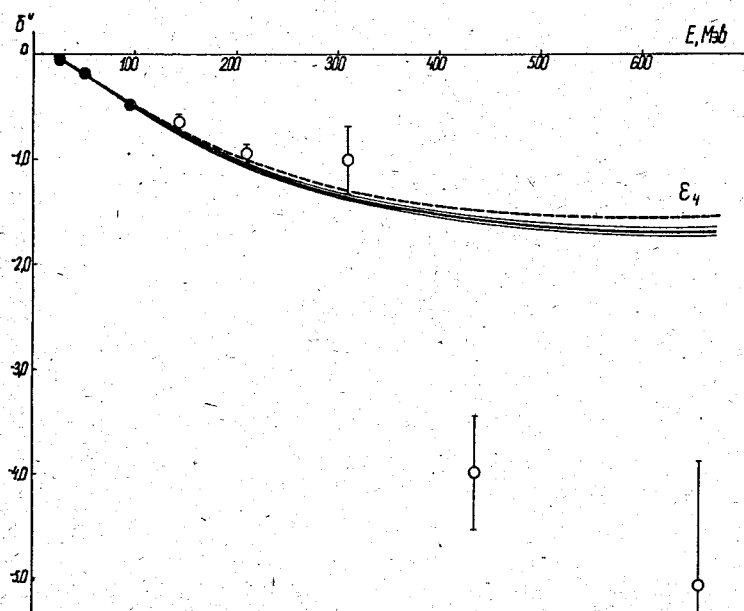
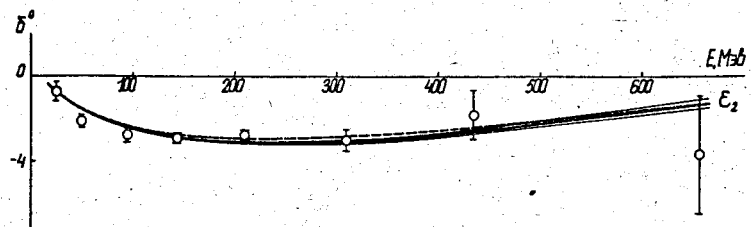
### Л и т е р а т у р а

1. S.Sawada, T.Ueda, W.Watari, M.Yonezawa, Prog. Theor. Phys., 28, 991 (1962).
2. A.Scotti, D.Y.Wong. Phys.Rev. Lett., 10, 142 (1963).
3. V.V.Babikov. Prog.Theor.Phys., 29, 712 (1963).
4. R.A.Bryan, B.L.Scott, Phys.Rev., 135, B434 (1964).
5. S.Sawada, T.Ueda, W.Watari, M.Yonezawa, Prog. Theor.Phys., 32, 380 (1964).
6. A.Scotti, D.Y.Wong, Phys.Rev., 138, B145 (1965).
7. T.Ino, M.Matsuda, S. Sawada. Prog. Theor. Phys., 33, 489 (1965).
8. R.A.Bryan, R.A.Arndt. UCRL-14297(1965).
9. Л.С. Ажгирей, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мешеряков, С.Б. Нуруцев, В.Л. Соловьянов, Г.Д. Столетов. Ядерная физика, 2, 892 (1965).
10. M.H.MacGregor, R.A.Arndt, Phys.Rev., 139, B362 (1965).
11. H.P.Noyes, D.S.Bailey, R.A.Arndt, M.H.MacGregor. Phys.Rev., 139, B380 (1965).
12. Л.С. Ажгирей. Ядерная физика, 1, 867 (1965).
13. M.J.Moravcsik, Ann.Phys., 30, 10 (1964).
14. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев, Ю.Н. Симонов. Препринт ОИЯИ, Р-2241, Дубна, 1965.

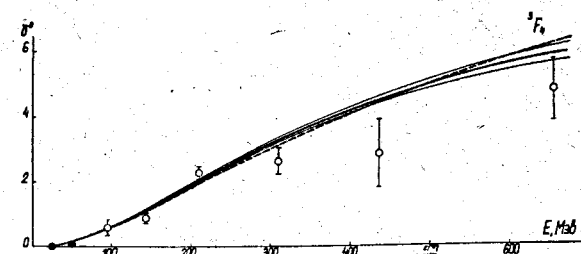
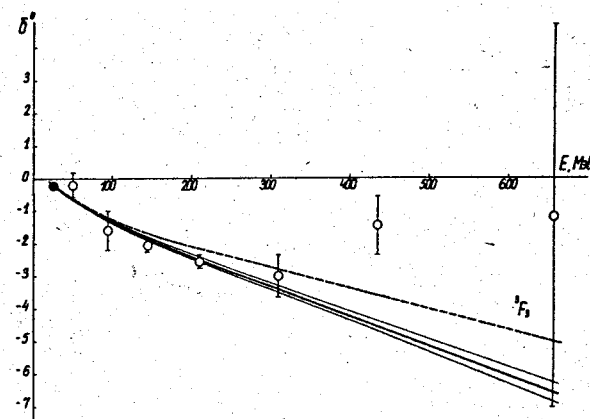
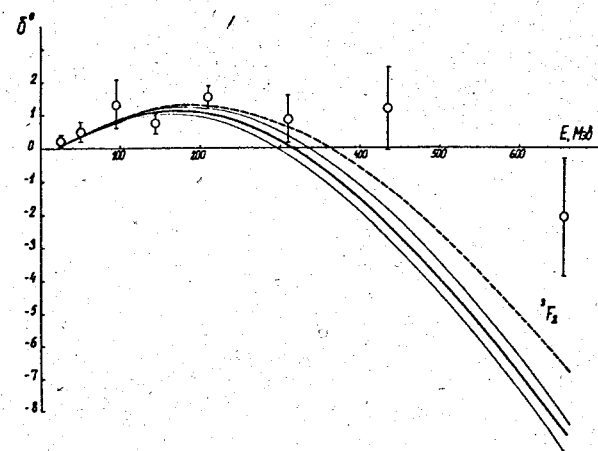
Рукопись поступила в издательский отдел  
17 февраля 1966 г.



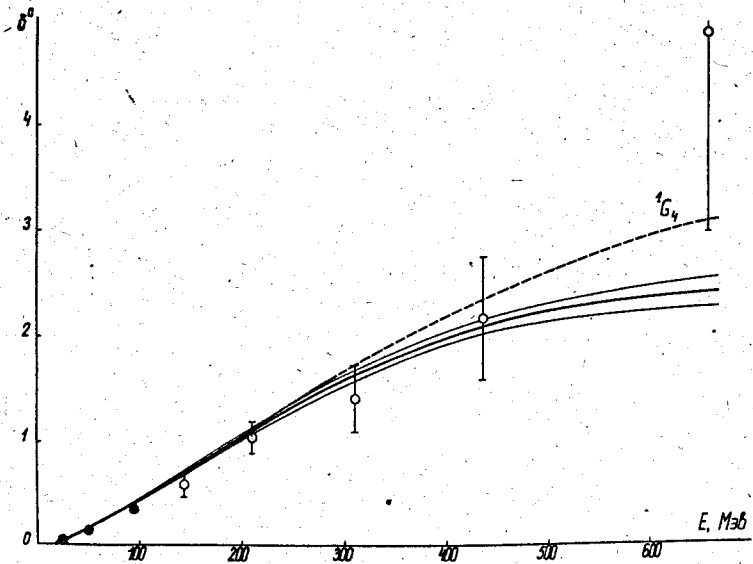
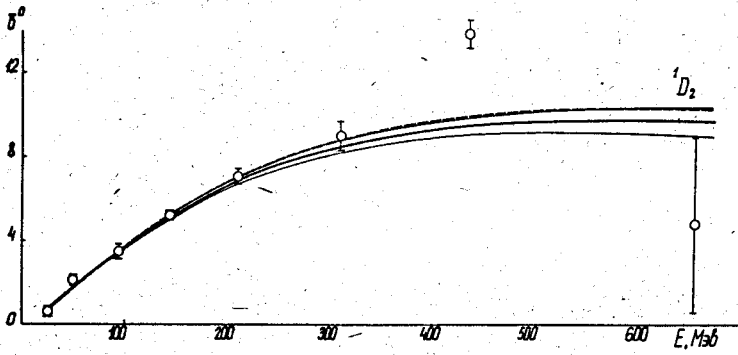
Р и с. 1. Энергетические зависимости фазовых сдвигов в  $^3P_0$ -,  $^3P_1$ -,  $^3P_2$ - состояниях. Сплошная кривая вычислена по параметрам, приведенным в столбце 4 таблицы 3. Тонкими кривыми показан коридор ошибок. Штриховая кривая вычислена по данным столбца 2 таблицы 2. Показаны значения фазовых сдвигов, полученные в результате фазовых анализов данных по нуклон-нуклонному рассеянию.



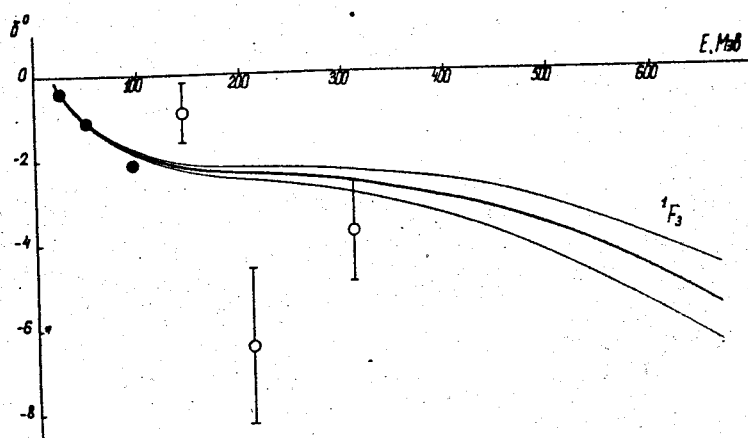
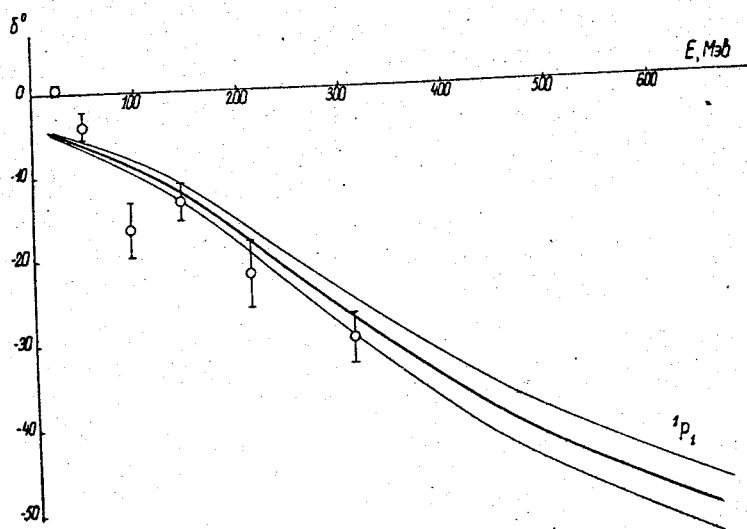
Р и с. 2. Энергетические зависимости параметров смешивания  $\epsilon_2$  и  $\epsilon_4$ . Черными кружками показаны значения, вычисленные в однополюсном приближении.



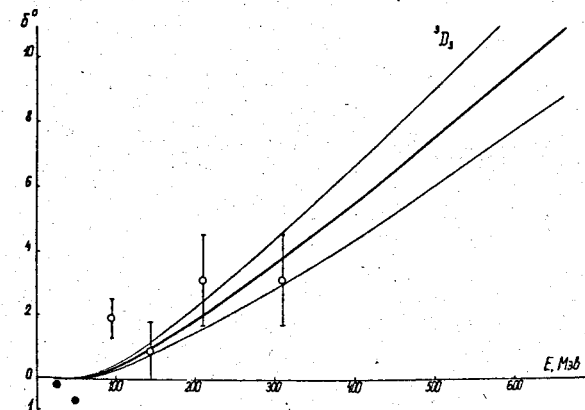
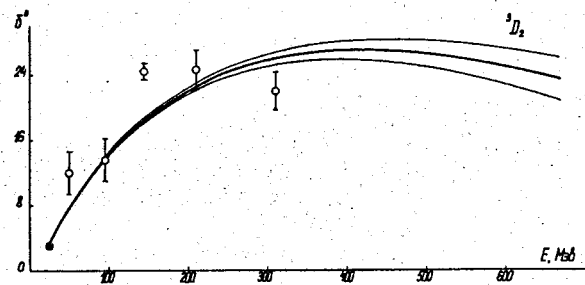
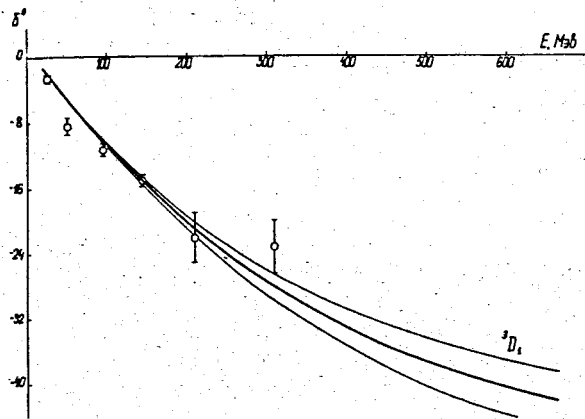
Р и с. 3. Энергетические зависимости фазовых сдвигов в  ${}^2F_2$ -,  ${}^3F_3$ -, и  ${}^3F_4$ - состояниях.



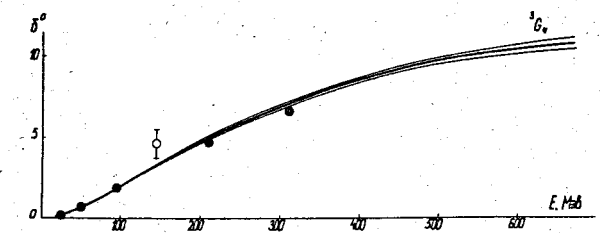
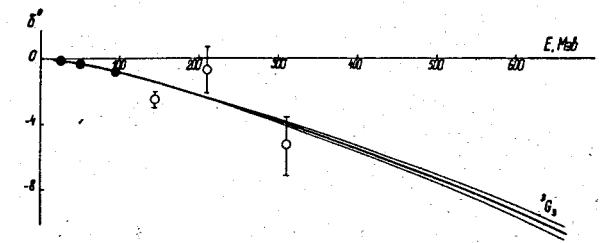
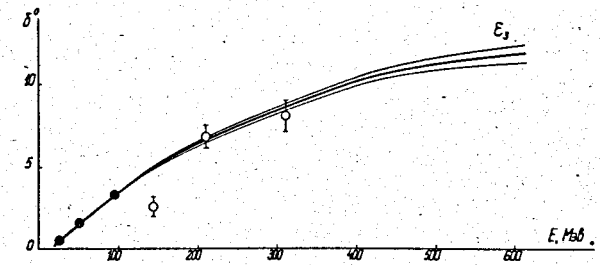
Р и с. 4. Энергетические зависимости фазовых сдвигов в  $1D_2$  - и  $1G_4$  - состояниях.



Р и с. 5. Энергетические зависимости фазовых сдвигов в  $^1P_1$  - и  $^1F_3$  - состояниях.



Р и с. 6. Энергетические зависимости фазовых сдвигов в  ${}^3D_1$  —,  ${}^3D_2$  —,  ${}^3D_3$  — состояниях.



Р и с. 7. Энергетические зависимости параметра смешивания  $\epsilon_3$  и фазовых сдвигов в  ${}^3G_3$  — и  ${}^3G_4$  — состояниях.