

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

С346

3-937

Р.Я.Зулькарнеев

2078

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ
ПРОТОНАМИ ПРИ ЭНЕРГИИ, БЛИЗКОЙ К 860 МЭВ

Автореферат диссертации на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель-кандидат
физико-математических наук

Б.М.Головин

Дубна 1965

Р.Я.Зулькарнеев

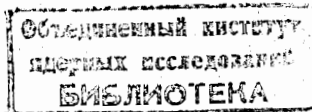
2078

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ
ПРОТОНАМИ ПРИ ЭНЕРГИИ, БЛИЗКОЙ К 860 МЭВ

Автореферат диссертации на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель-кандидат
физико-математических наук

Б.М.Головин



Дубна 1965

2642 Br.

Изучение взаимодействия нуклонов с нуклонами - одна из основных проблем современной ядерной физики. Эффективным способом изучения этой проблемы являются опыты по рассеянию нуклонов нуклонами и анализ результатов этих опытов.

Начиная с 1954 года на ускорителе ЛЯП стала реализовываться программа полного набора опытов для упругого протон-протонного рассеяния при энергии 660 Мэв. Первый шаг в осуществлении этой программы состоял в проведении полного нормального набора опытов^{х)} и имел своей целью получение сведений о модулях коэффициентов матрицы упругого протон-протонного рассеяния. Эта программа полного нормального опыта в известном смысле оказалась завершенной после измерений угловой зависимости параметра C_{pp} для упругого р-р рассеяния при 660 Мэв, выполненных Б.Головиным, В.Джелеловым, Цуй Ва-чуаном и автором диссертации^{/1-2/}.

Почти одновременно с завершением этих измерений И.Быстрицкому, И.Силину совместно с автором диссертации^{/3,4/} удалось установить, что обработка имеющейся при энергии 660 Мэв информации позволяет не только получить модули коэффициентов матрицы, описывающей упругое соударение двух протонов, но и восстановить вероятный ее вид. Исходя из отмеченного выше факта, эти авторы и другие указали возможные пути в достижении конечной цели - однозначного и в достаточной мере точного восстановления матрицы упругого р-р рассеяния для 660 Мэв.

Реферируемая диссертация посвящена экспериментальному изучению угловой зависимости параметра $C_{pp}(\theta)$ при энергии около 660 Мэв и фазовому анализу всей совокупности данных об упругом рассеянии протонов протонами при той же энергии. Результаты, положенные в основу диссертации, были получены в 1960-1964 годах, опубликованы в советских и иностранных журналах и докладывались на международных конференциях по физике высоких энергий (Рочестер 1960 г., Женева 1962 г.)^{/1-4/}.

Диссертация состоит из пяти глав и приложения. В первой главе рассмотрены некоторые феноменологические методы описания процесса упругого рассеяния протонов протонами. Содержание двух последующих глав связано в основном с экспериментальным изучением параметра $C_{pp}(\theta)$. В четвертой главе излагается содержание метода фазового анализа. Наконец, в главе пятой содержится изложение процедуры проведения фазового анализа р-р рассеяния; приведены результаты анализов с учетом образования мезонов в ${}^3P_{0,1,2}$, 1D_2 , ${}^3F_{2,3,4}$ состояниях. Предсказания анализов сравниваются с опытом. Предложены возможные эксперименты для выявления наиболее достоверного набора фазовых сдвигов. В приложении приведены численные значения матричных элементов матрицы рассеяния для различных наборов фазовых сдвигов.

х) О полном опыте см. в работах^{/5,8/}.

Современная физическая теория еще не объясняет удовлетворительным образом свойства нуклона и нуклон-нуклонных взаимодействий. По этой причине естественны попытки дать феноменологическую трактовку результатов, полученных при экспериментальном исследовании нуклон-нуклонных взаимодействий. При объяснении результатов опытов по упругому нуклон-нуклонному рассеянию нашли применение два феноменологических подхода: метод подбора потенциалов взаимодействия и метод матрицы рассеяния ("прямое" восстановление и фазовый анализ).

Диссертация начинается с рассмотрения сущности второго из этих методов - метода матрицы рассеяния. С этой целью в начале главы 1 дано определение матрицы упругого рассеяния. Приводятся различные формы записи этой матрицы для случая рассеяния двух протонов:^{/5,6,7/}

$$M^{\text{упр}} = \frac{1}{2} \{ (a+b) + (a-b)(\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) + e(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \vec{n} + (c+d)(\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{m}) + (c-d)(\vec{\sigma}_1 \vec{e})(\vec{\sigma}_2 \vec{e}) \} \quad (1.1)$$

$$M^{\text{упр}} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{10} & M_{1-1} & 0 \\ M_{01} & M_{00} & M_{0-1} & 0 \\ M_{-11} & M_{-10} & M_{-1-1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & M_{ss} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

В выражении (1.1) коэффициенты $a+b$, $a-b$, e , $c+d$ и $c-d$ являются скалярными функциями угла и энергии рассеяния; $\vec{\sigma}_1$ и $\vec{\sigma}_2$ - операторы Паули; $\vec{n} = \frac{\vec{k}_1 \times \vec{k}_2}{|\vec{k}_1 \times \vec{k}_2|}$, $\vec{m} = \frac{\vec{k}_1 - \vec{k}_2}{|\vec{k}_1 - \vec{k}_2|}$, $\vec{e} = \frac{\vec{k}_1 + \vec{k}_2}{|\vec{k}_1 + \vec{k}_2|}$ - единичные орты; \vec{k}_1 и \vec{k}_2 - импульсы падающего и рассеянного нуклонов в их системе центра масс (с.ц.м.). Матричные элементы M_{11} , M_{00} , M_{-1-1} и т.д. в (1.2) зависят от углов и фазовых сдвигов рассеяния.

Соответственно двум формам записи $M^{\text{упр}}$ различаются два способа восстановления матрицы рассеяния по данным опыта: "прямой" способ и фазовый анализ. В первом способе, используя связь коэффициентов $(a+b)$, $(a-b)$ и т.д. с величинами, наблюдаемыми на опыте^{/5/}, находятся непосредственно коэффициенты матрицы (1.1). При этом подчеркивается, что совместное рассмотрение результатов опытов по п-р и р-р рассеяниям подобно тому, как это было сделано в работе^{/8/}, существенно сокращает минимально необходимое число экспериментов (с 19 до 13 в общем случае). Характерно, что необходимой частью всех предложенных в^{/8/} возможных наборов экспериментов являются опыты по измерению параметров корреляции спинов нуклонов.

В связи с тем, что предложенная в работе^{/8/} программа экспериментов при энергии 660 Мэв еще далека от завершения, автором диссертации предлагается другой феноменологический способ восстановления $M^{\text{упр}}$ при этой энергии^{/8,8а,7/}. Таким способом является фазовый анализ всех имеющихся при 660 Мэв экспериментальных данных по упругому рассеянию протонов протонами. В этом методе элементы матрицы (1.2) выражаются через фазовые сдвиги рассеяния $\delta_{\ell,j}$ и параметры смешивания ϵ_j , и на основе опытных данных восстанавливаются величины $\delta_{\ell,j}$ и ϵ_j , а не коэффициенты матрицы (1.1).^{х)}

Автором диссертации обращено внимание на ряд достоинств этого метода и сделан вывод о том, что фазовый анализ полезен и не заменим в том практически интересном случае, когда экспериментальной информации недостаточно, чтобы пользоваться феноменологически вполне строгим методом "прямого" восстановления матрицы рассеяния.

II

Вторая глава содержит в основном изложение различных вопросов экспериментального исследования параметра $C_{nn}(\theta)$ для упругого р-р рассеяния на угол 90° с.ц.м.

В начале главы 2 дается определение параметра $C_{nn}(\theta)$ как коэффициента спиновой корреляции для упругого рассеяния двух нуклонов. В соответствии с^{/9/} эта величина вводится как

$$\langle (\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) \rangle = \text{Sp } M^{\text{упр}} (M^{\text{упр}})^\dagger (\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) / \text{Sp } M^{\text{упр}} (M^{\text{упр}})^\dagger, \quad (2.1)$$

где $\vec{\sigma}_1$, $\vec{\sigma}_2$, \vec{n} и $M^{\text{упр}}$ были определены выше. Приводится связь $C_{nn}(\theta)$ с матрицей упругого р-р рассеяния и сечениями рассеяния в синглетном и триплетных состояниях.

Затем описывается экспериментальная процедура измерений $C_{nn}(\theta)$, которая состояла в проведении процесса упругого рассеяния неполяризованного пучка протонов водородосодержащей неполяризованной мишенью в плоскости, определяемой вектором при одновременном анализе нормальных компонент поляризаций обоих пучков после рассеяния. Такой анализ осуществлялся одновременным рассеянием обоих пучков мишенями-анализаторами поляризаций T_L и T_R .

При этом величина $C_{nn}(\theta)$ находилась из формулы

$$C_{nn}(\theta) = \frac{e_c(\theta)}{p_L^c p_R^c}, \quad (2.2)$$

^{х)} При $\ell \rightarrow \infty$ различие между обоими способами восстановления $M^{\text{упр}}$ исчезает.

где P_L^0 и P_R^0 - анализирующие способности мишеней T_L и T_R . Экспериментальная корреляционная асимметрия e_0 определена как

$$e_0 = \frac{(N_{LL} + N_{LR}) - (N_{LR} + N_{RL})}{(N_{LL} + N_{LR}) + (N_{LR} + N_{RL})} \quad (2.3)$$

Здесь N_{LL} , N_{RR} , N_{LR} и N_{RL} являются величинами, измеряемыми непосредственно на опыте, и представляют собой, соответственно, случаи одновременного рассеяния влево на обеих мишенях; вправо на обеих мишенях; влево на мишени T_L и одновременно вправо на другой, и, наконец, вправо на мишени T_L и одновременно влево на T_R .

Схема использованной экспериментальной установки приведена на рис. 1. Значительное место в главе II уделяется различным вопросам подбора фотоэлектронных умножителей, выбора сцинтилляторов и т.п. Затем подробно обсуждаются вопросы, связанные с фоном в используемой установке и ложными асимметриями, которые возникали в процессе работы.

Для восстановления величины параметра $C_{pp}(\theta)$ необходимо знать анализирующие способности P_L^0 и P_R^0 мишеней T_L и T_R , соответственно (см. (2.2)). Эти величины не могли быть найдены при измерениях корреляционной асимметрии, поэтому для их определения был поставлен специальный калибровочный эксперимент.

В диссертации дается подробное описание схемы калибровочного опыта, процедуры измерений, приводятся результаты этого опыта и результаты измерений корреляционной асимметрии, усредненные на основании 10 сеансов измерений (см. табл. 1). В этой же таблице указано вычисленное по формулам (2.2) и (2.3) значение $C_{pp}(90^\circ)$.

В заключительном параграфе второй главы обсуждаются полученные результаты. При этом обращается внимание на возможную немонотонность энергетической зависимости величины $C_{pp}(\theta)$. Оцениваются сечения синглетного и триплетного p-p рассеяний на угол 90° с.п.м. при энергии 660 Мэв. Для рассматриваемой энергии проводится восстановление матрицы упругого рассеяния "прямым" методом (см. табл. 2).

III

В соответствии с программой экспериментальных исследований p-p рассеяния при энергии, близкой 660 Мэв, дальнейшие опыты по измерению $C_{pp}(\theta)$ проводились под углами 72° (108°) и 54° (126°) в системе центра масс двух протонов.

Измерения угловой зависимости параметра $C_{pp}(\theta)$ проводились на протонном пучке с энергией 640 Мэв. Такое понижение энергии первичного пучка было необходимо с точки зрения проведения калибровочных измерений, так как при этом для восстановления анализирующих способностей анализаторов можно использовать опытные данные о поляризации упруго рассеянных протонов, полученные непосредственно для энергии

635 Мэв. Кроме того, при рассмотрении результатов настоящих измерений оказывается доступным привлечение данных по измерению $P(\theta)$, $D_{pp}(\theta)$, $R(\theta)$, также выполненному на пучке с энергией 635 Мэв^{/10,11/}.

В соответствии со сказанным выше схема экспериментальной установки претерпела изменения (см. рис. 2). Так, например, отмечается, что для более эффективного выделения случаев упругого рассеяния протонов на первой мишени на фоне интенсивных неупругих процессов была применена перекрестная система выключения счетчиков I_L и I_R на совпадения с телескопами $(234)_L$ и $(234)_R$. При этом (см. рис. 2) схемы CC_L и CC_R одновременно регистрировали оба протона - рассеянный и протон отдачи.

Подчеркивается далее, что отличие асимметрии двойного рассеяния от нуля при рассеянии на углы, отличные от 90° с.п.м., уже не может служить критерием наличия ложных асимметрий или нарушений в юстировке аппаратуры. В связи с этим в диссертации подробно описывается ряд других мер, предпринимавшихся для обнаружения возможных ложных эффектов во втором рассеянии протонов.

При изложении процедур выбора мишеней, формирования пучков, проведения калибровочных измерений и т.п. в третьей главе наибольшее внимание уделяется лишь тем вопросам, решение которых проводилось способами существенно (или совершенно) отличными от описанных в главе II. Отмечено, что большая степень поляризации пучков, рассеянных поляризатором, в этих опытах делает возможным выполнение калибровки мишеней - анализаторов одновременно с измерениями корреляционной асимметрии. Таким образом, становятся излишними специальные "калибровочные" эксперименты, каждый из которых равнозначен дополнительному опыту по "двойному рассеянию", а потому достаточно трудоемок. При определении анализирующих способностей мишеней использовались результаты работы^{/10/}, а для определения величины поляризации пучка протонов под углом 72° с.п.м. при упругом p-p рассеянии с энергией 640 Мэв использовалось значение $(23.3 \pm 2.8) \%$ ^{/10/}.

Найденные значения параметра C_{pp} также приводятся в табл. 1. В связи с завершением измерений угловой зависимости параметра C_{pp} доступными для анализа оказываются результаты значительного количества независимых экспериментов по p-p рассеянию, выполненных при энергии протонов вблизи 640 Мэв: $I(\theta)$, $P(\theta)$, $D_{pp}(\theta)$, $K_{pp}(\theta)$ и др. В таблицах 2, 3 приводятся результаты анализа, включившего в себя:

- 1) определение модулей коэффициентов матрицы (1.1) для энергии, близкой к 640 Мэв ("прямой" способ восстановления $M_{упр}$), и
- 2) проведение фазового анализа упругого p-p рассеяния в синглетном состоянии при этой же энергии.

Подавляющая часть результатов этого анализа получена впервые и дает наглядное представление о характере взаимодействия двух протонов при энергии 640 Мэв.

Эти результаты сравниваются с результатами, полученными при других энергиях.

В четвертой главе детально рассматривается ряд важных вопросов, связанных с анализом данных о нуклон-нуклонном рассеянии в области энергий, превышающих порог образования мезонов. Являясь по существу введением к последующей главе, где излагаются собственно результаты анализа, этот раздел написан также на основе работ /3,4/ автора диссертации.

В начале главы рассматривается (более детально и строго, чем это было сделано в гл. 1) содержание метода фазового анализа. Затем обсуждаются различные вопросы, связанные с параметризацией S - матриц упругого нуклон-нуклонного рассеяния.

Отмечается при этом, что в области энергий, превышающих порог образования мезонов,

S - матрица упругого рассеяния не будет унитарной. По этой причине параметризация S - матриц, данная, например, Стаппом /7/ изменена. В диссертации предлагается параметризовать эти матрицы следующими комплексными параметрами:

$$\delta_{\ell} = \delta_{\ell}^{\text{Re}} + i \delta_{\ell}^{\text{Im}}$$

для синглетных состояний;

$$\delta_{\ell, J} = \delta_{\ell, J}^{\text{Re}} + i \delta_{\ell, J}^{\text{Im}}$$

для триплетных с $\ell = J$

$$\delta_{J+1, J} = \delta_{J+1, J}^{\text{Re}} + i \delta_{J+1, J}^{\text{Im}}$$

и

$$\epsilon_J = \epsilon_J^{\text{Re}} + i \epsilon_J^{\text{Im}}$$

для триплетных состояний с $\ell \neq J$.

Далее обсуждается число параметров, необходимых для параметризации $M^{\text{УПР}}$ в методе фазового анализа. Предложена формула для оценки этого числа n . С использованием этой формулы для энергетического интервала (300-700) Мэв оценивается n . Эти оценки позволяют провести в заключительном параграфе четвертой главы сопоставление возможностей обоих методов восстановления $M^{\text{УПР}}$ в отмеченном интервале энергий. В результате для упругого p - p соударения при энергии 660 Мэв автором делается вывод о том, что метод фазового анализа для этой энергии является наиболее предпочтительным и экономичным методом восстановления матрицы.

В заключительной главе диссертации описывается процедура проведения фазового анализа опытных данных при энергии, близкой к 660 Мэв, и даются результаты двух этапов анализа. Первый этап заключается в том, что для простоты мезообразование

учитывалось только в 3P_0 -, 3P_1 -, 3P_2 -, 1D_2 - начальных состояниях p - p системы. После того, как было выяснено, что число решений и величины ошибок, возникающих при таком анализе, невелики, был осуществлен второй этап - анализ с учетом образования мезонов из 3P_0 -, 3P_1 -, 3P_2 -, 3F_2 -, 3F_3 -, 3F_4 - и 1D_2 - состояний.

В анализе использовались формулы работ /7,12/. В этих формулах параметры смешивания и фазовые сдвиги полагались комплексными в соответствии с результатами главы IV.

Фазовые сдвиги находились методом наименьших квадратов, а поиск минимумов функционала χ^2 осуществлялся методом линеаризации /13/.

При выполнении анализа использовались результаты, полученные в Лаборатории ядерных проблем в течение 1954 - 1963 г.г.

При анализе, выполненном с учетом мезообразования в ${}^3P_{0,1,2}$ -, 1D_2 - состояниях ($\ell_{\text{max}} = 4$), было найдено по одному решению в интервалах $\chi^2 \leq \chi^2 \leq 2\chi^2$ и $2\chi^2 \leq \chi^2 \leq 3\chi^2$. Найденные наборы фазовых сдвигов см. в таблице 4. Угловые зависимости экспериментально наблюдаемых величин, вычисленные для найденных решений, иллюстрируются рис. 3.

Устойчивость найденных решений детально исследуется. Результаты этих исследований показаны на рис. 4. Из рис. 4 видно, что набор № 1 достаточно устойчив по отношению к увеличению числа варьируемых параметров.

При выполнении анализа с учетом мезообразования в ${}^3P_{0,1,2}$ -, 1D_2 - и ${}^3F_{2,3,4}$ - состояниях подчеркивается, что на величины $\delta({}^3P_{0,1,2})$ и $\delta({}^3F_{2,3,4})$ не накладывалось никаких искусственных ограничений. Эти ограничения, сужая класс искомого решения, могли бы привести к неизбежной потере части из них. Вследствие этого обстоятельства результаты нашего анализа являются наиболее общими среди имеющихся в литературе. Эти результаты (см. таблицу 5 и рис. 5) детально обсуждаются, сравниваются с некоторыми результатами, полученными в других работах /14, 15/.

Затем теоретические предсказания анализа сопоставляются с экспериментальными данными, не включавшимися в анализируемую совокупность, так как были получены значительно позднее. На основании этих сопоставлений делается вывод о том, что среди всех найденных решений лишь только набор фазовых сдвигов решения I (см. таблицу 5) хорошо согласуется с новейшими экспериментальными результатами^{х)}. Это приводит к тому, что достоверность решения III (полученного в первом варианте анализа как решение № 1) становится крайне малой.

х) Одновременно и независимо от нас решение типа I было получено в работах /15/.

Среди особенностей решения I особо подчеркивается тот факт, что набор фазовых сдвигов типа I чрезвычайно трудно совместить с характером углового распределения π^0 - мезонов в реакции $p-p \rightarrow \pi^0, p-p$ при 660 Мэв. Эта зависимость оказывается в лучшем согласии с набором фазовых сдвигов решения III, чем $1/16/$. По этой причине предсказания набора фазовых сдвигов решения I еще нуждаются в дальнейшей экспериментальной проверке.

В заключительном параграфе пятой главы обсуждаются дальнейшие пути экспериментального исследования протон-протонного рассеяния в области 660 Мэв, рекомендуется проведение ряда экспериментов, дающих новую информацию о $p-p$ рассеянии при рассматриваемой энергии.

В ы в о д ы

Наиболее существенные результаты диссертации сводятся к следующему:

1. Создана аппаратура, позволяющая проводить сложные корреляционные эксперименты на неполяризованном и поляризованном пучках протонов. В случае использования поперечно поляризованного пучка применение этой аппаратуры возможно также для измерения параметров $D_{pp}(\theta)$ и $K_{pp}(\theta)$.

2. С помощью описанной аппаратуры проведены измерения параметра $C_{pp}(\theta)$ для $p-p$ рассеяния с энергией, близкой к 660 Мэв (см. таблицу 1).

3. Выяснено, что в тех случаях, когда информация об упругом рассеянии неполна, метод фазового анализа является практически более удобным методом восстановления матрицы упругого рассеяния, чем "прямой" способ.

Установлено также, что при проведении фазового анализа упругого рассеяния протонов протонами при 660 Мэв элементы S - матрицы упругого рассеяния могут параметризоваться комплексными параметрами смешивания и комплексными фазовыми сдвигами.

4. Восстановлены модули коэффициентов матрицы упругого $p-p$ рассеяния при 660 Мэв "прямым" способом (таблица 2).

5. При энергии, близкой к 660 Мэв, впервые выполнен фазовый анализ упругого $p-p$ рассеяния (см. табл. 3-5, рис. 3-5) по полной программе.

6. Сравнительно небольшое число решений, полученное в результате фазового анализа уже имеющихся данных по упругому $p-p$ рассеянию, свидетельствует о том, что такой анализ осуществим и своевременен.

7. Результаты различных вариантов анализа позволяют находить ожидаемые значения любых величин, характеризующих упругое рассеяние двух протонов при энергии, близкой к 880 Мэв.

8. Необходимы дальнейшие эксперименты для проверки предсказаний анализов.

Л и т е р а т у р а

1. Б.М.Головин, В.П.Джелепов, Р.Я.Зулькарнеев. ЖЭТФ, 41, 83 (1961);
V.D.Dzheleпов. Proc. 1960 Intern. Conf. on High Energy Physics at Rochester, 1961, p. 115
2. Б.М.Головин, В.П.Джелепов, Р.Я.Зулькарнеев, Цуй Ва-гуан. ЖЭТФ, 44, 142 (1963).
3. Р.Я.Зулькарнеев, И.Н.Силин. ЖЭТФ, 45, 684 (1963);
Р.Я.Зулькарнеев, И.Н.Силин. ЖЭТФ, 44, 1106 (1963).
4. И.Быстрицкий, Р.Я.Зулькарнеев. ЖЭТФ, 45, 1189 (1964).
5. L.Wolfenstein. Phys. Rev., 96, 1654 (1954);
R.Oehme. Phys. Rev., 98, 147 (1955);
Л.Пузиков, Р.Рындин, Я.Смородинский. ЖЭТФ, 32, 592 (1957).
6. D.Swanson. Phys. Rev., 89, 740 (1953).
- 6a. J.Blatt, L.Biedenharn. Rev. Mod. Phys., 24, 258 (1952).
7. H.P.Stapp. The Theory and Interpretation of Polarization Phenomena in Nuclear Scattering, UCRL - 3098, 1955 ;
H.P.Stapp. T.G.Upsilon, N.Metropolis. Phys. Rev., 105, 301 (1957).
8. Б.Головин, В.Джелепов, В.Надеждин, В.Сатаров. ЖЭТФ, 36, 433 (1959).
9. В.Владимирский, Я.Смородинский. ДАН СССР, 104, 713 (1955).
10. М.Мешеряков, С.Нурушев, Г.Столетов. ЖЭТФ, 33, 37 (1957).
11. Ю.Кумекин, М.Мешеряков, С.Нурушев, Г.Столетов. ЖЭТФ, 43, 1665 (1962).
12. H.Sprung. Phys. Rev., 121, 925 (1961); H.Stapp. Phys. Rev., 103, 425 (1956)
13. С.Н.Соколов, И.Н.Силин. Преприят ОИЯИ, Д-810, Дубна, 1961.
14. N.Hoshizaki, S.Machida. Progr. Theor. Phys., 29, 44 (1963);
H.Nama, N.Hoshizaki. Progr. Theor. Phys., 31, 647 (1964).
15. Л.Ажгарей, К.Клепиков, Ю.Кумекин, М.Мешеряков, С.Нурушев, Г.Столетов. Phys. Lett. 6, 196 (1963); ЖЭТФ, 48, 1074 (1963).
16. И.Любошиц. Преприят ОИЯИ, 1587, Дубна, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 марта 1965 г.

Таблица 1

θ с.п.м. град	$C_{\text{па}}(\theta)$	$e_c(\theta)$	ρ_L^c	ρ_R^c
54±3	0,57±0,14	0,15±0,04	0,40±0,03	0,68±0,05
72±3	0,65±0,15	0,22±0,03	0,55±0,07	0,62±0,07
90±3	0,93±0,21	0,26±0,04	0,51±0,06	0,54±0,06
108	0,65±0,15	-	-	-
126	0,57±0,14	-	-	-

Таблица 2

θ с.п.м. град	$\frac{ a ^2 + e ^2}{2I(\theta)}$	$\frac{ b ^2}{2I(\theta)}$	$\frac{ e ^2}{2I(\theta)}$	$\frac{ d ^2}{2I(\theta)}$	$\frac{ a-e ^2}{2I(\theta)}$
54	0,78±0,09	0,22±0,08	0,00±0,08	0,00±0,08	0,42±0,09
72	0,66±0,07	0,19±0,07	0,02±0,07	0,17±0,07	0,53±0,07
90	0,95±0,08	0,02±0,05	0,02±0,05	0,02±0,08	0,95±0,08
108	0,66±0,07	0,02±0,09	0,19±0,09	0,17±0,07	0,79±0,07
128	0,78±0,09	0,00±0,07	0,21±0,07	0,00±0,09	1,14±0,09

Таблица 3

Величина	Решение А	Решение В
$\delta^{Re}({}^1S_0)$	- 30,0 ⁰ ±7,0 ⁰	40,0 ± 6,5 ⁰
$\delta^{Re}({}^1D_2)$	- 7,5 ⁰ ±5,0 ⁰	7,5 ⁰ ± 5,0 ⁰

Таблица 4

Состояние	Значения фазовых сдвигов в градусах ($l_{\text{max}} = 4; \chi^2 = 28$)	
	Решение №1	Решение №2
	$\chi^2 = 41,5$	$\chi^2 = 68,5$
	t^2 0,093±0,032 реальная часть	
1S_0	-20,46±8,93	11,00±4,22
3P_0	-37,26±8,25	-25,57±2,85
3P_1	-15,32±4,75	1,12±3,12
3P_2	55,23±8,62	-69,32±7,28
1D_2	3,56±2,62	1,88±3,82
ϵ_2	-0,16±3,70	-0,89±3,19
3F_2	-5,61±1,14	-3,55±0,66
3F_3	2,39±1,61	8,24±1,39
3F_4	-3,43±1,10	4,51±1,02
1G_4	7,99±1,00	-6,93±1,08
	мнимая часть	
3P_0	4,38±9,63	-9,80±4,63
3P_1	-1,86±3,21	2,20±3,87
3P_2	26,31±6,93	30,62±4,98
1D_2	18,24	18,24

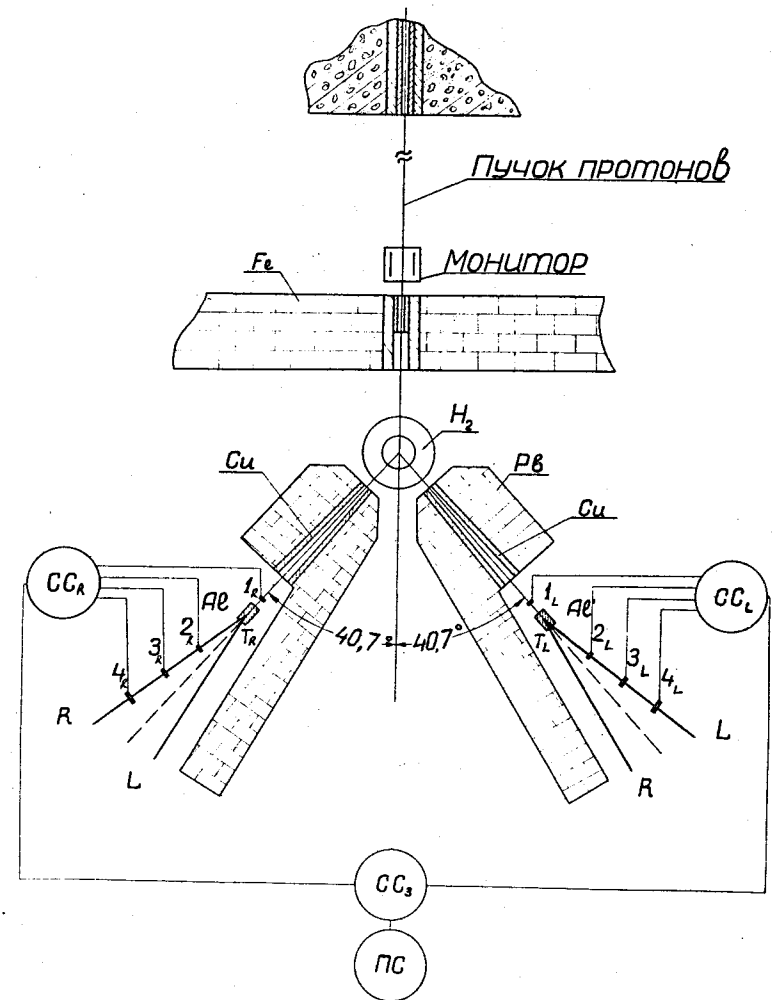
Таблица 5

Значения фазовых сдвигов в градусах

($l_{\max} = 4$; $\chi^2 = 22$)

Состояние	Решение I $\chi^2=22$	Решение II $\chi^2=23$	Решение III ^{x)} $\chi^2=26$	Решение IV $\chi^2=40$
		реальная часть		
1S_0	$-33,40 \pm 6,00$	$-24,24 \pm 8,00$	$-21,62 \pm 8,00$	$-3,85 \pm 5,00$
3P_0	$-61,04 \pm 11,00$	$-20,95 \pm 3,00$	$-40,52 \pm 13,00$	$-6,54 \pm 14,00$
3P_1	$-41,10 \pm 5,00$	$-30,75 \pm 2,00$	$-21,11 \pm 5,00$	$-11,22 \pm 2,00$
3P_2	$14,23 \pm 3,00$	$6,86 \pm 5,00$	$47,88 \pm 8,00$	$-33,00 \pm 1,94$
1D_2	$-7,74 \pm 4,00$	$7,80 \pm 2,2$	$7,77 \pm 2,00$	$4,97 \pm 4,00$
ϵ_2	$-3,80$	$-14,00$	$-0,63$	$1,90$
3F_2	$-9,98 \pm 2,00$	$4,89 \pm 2,00$	$-4,46 \pm 2,00$	$3,80 \pm 1,00$
3F_3	$-0,67 \pm 3,00$	$-5,25 \pm 3,00$	$0,83 \pm 2,00$	$-0,78 \pm 2,00$
3F_4	$1,21 \pm 2,00$	$6,58 \pm 1,00$	$-4,95 \pm 1,00$	$15,60 \pm 1,00$
1G_4	$6,64 \pm 1,00$	$6,55 \pm 1,00$	$7,18 \pm 1,00$	$5,07 \pm 1,00$
		минимая часть		
3P_0	$2,01 \pm 6,00$	$-17,80 \pm 4,00$	$9,94 \pm 9,8$	$27,30 \pm 15,00$
3P_1	$4,62 \pm 4,00$	$-4,40 \pm 4,00$	$-2,04 \pm 3,00$	$-1,83 \pm 3,00$
3P_2	$-0,64 \pm 2,00$	$29,00 \pm 8,00$	$20,27 \pm 7,00$	$-3,37 \pm 2,00$
1D_2	$10,00$	$10,00$	$10,00$	$17,50$
3F_2	$3,65 \pm 4,00$	$5,58 \pm 3,00$	$-0,58 \pm 2,00$	$3,08 \pm 2,00$
3F_3	$5,01 \pm 5,00$	$2,69 \pm 3,00$	$-0,36 \pm 2,00$	$2,38 \pm 4,00$
3F_4	$2,86 \pm 1,00$	$3,66 \pm 1,00$	$3,06 \pm 1,00$	$2,85 \pm 3,00$
ϵ_2	$-0,64$	$5,00$	$-2,00$	$-2,00$

x) Решение III - аналог решения № 1 (см. рис. 4)

Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения $C_{pp}(90^\circ)$.

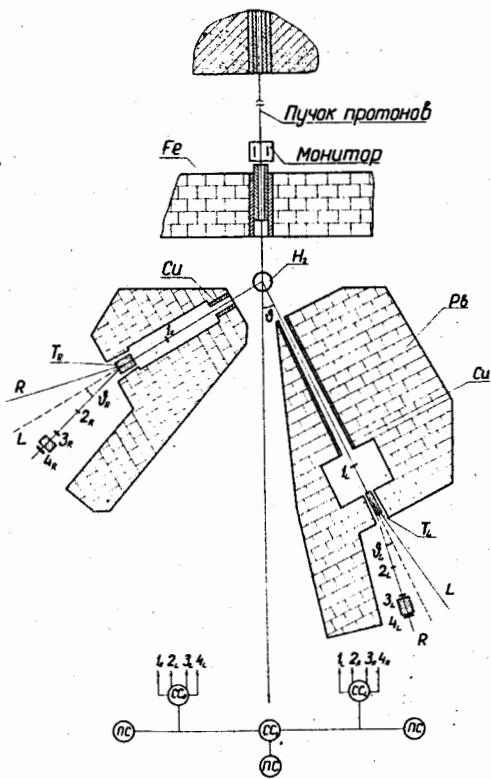


Рис. 2. Схема экспериментальной установки при измерении $\sigma_{np}(\theta)$.

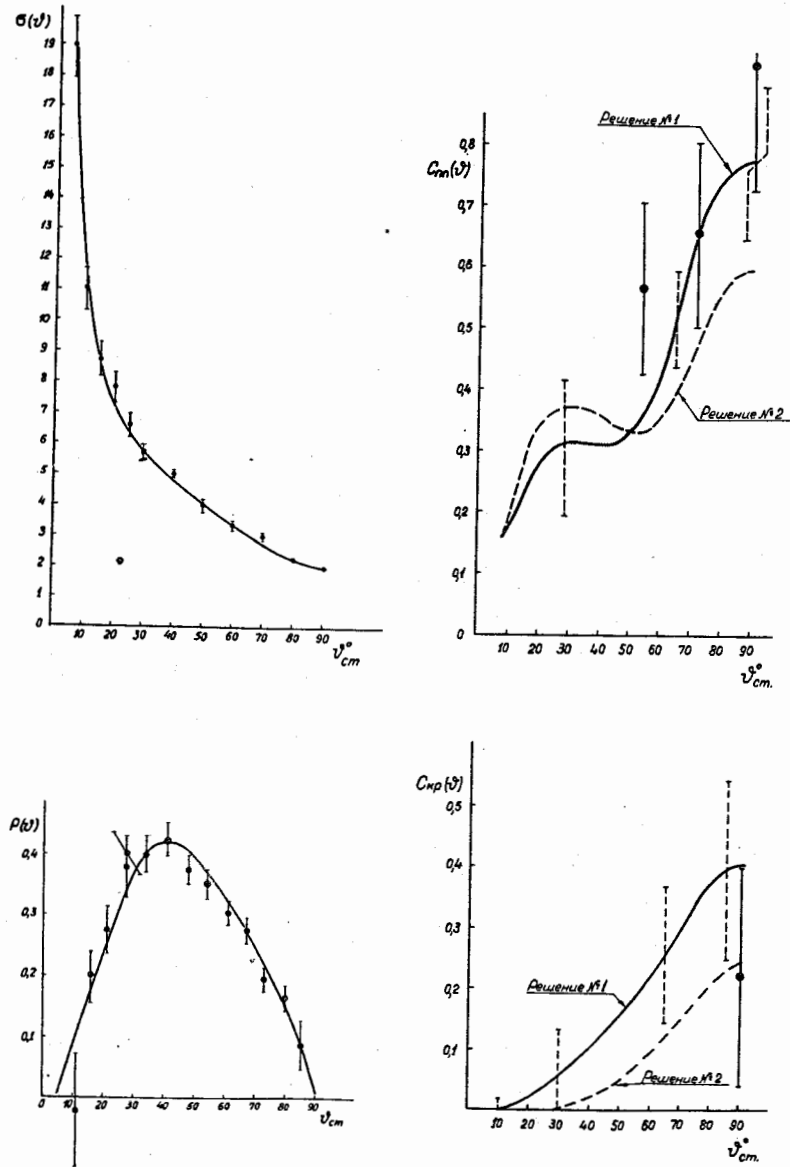


Рис. 3. Угловая зависимость $I(\theta)$, $P(\theta)$, $\sigma_{np}(\theta)$, $\sigma_{kp}(\theta)$, вычисленная согласно решениям № 1,2. Вертикальные пунктирные линии - вычисленный коридор ошибок.

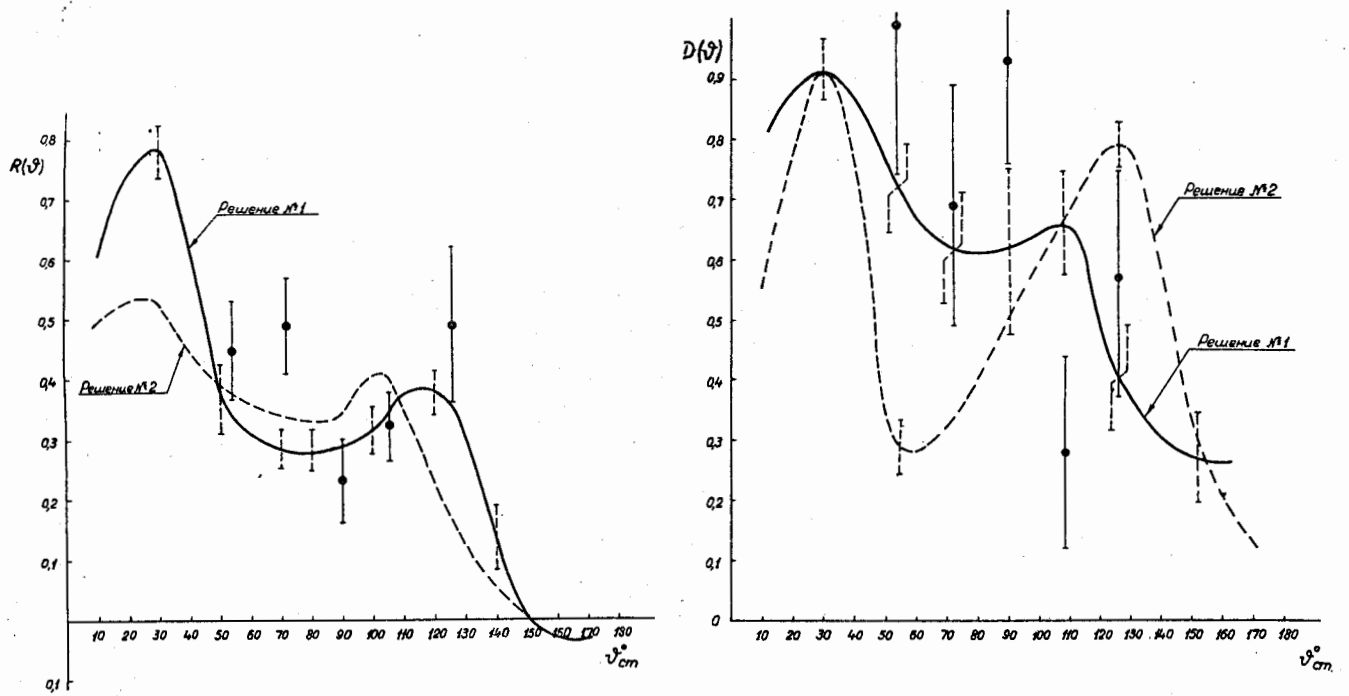


Рис. 3а. Угловая зависимость $D_{nn}(\theta)$, $R(\theta)$, вычисленная согласно решениям 1,2. Вертикальные пунктирные линии - вычисленный коридор ошибок.

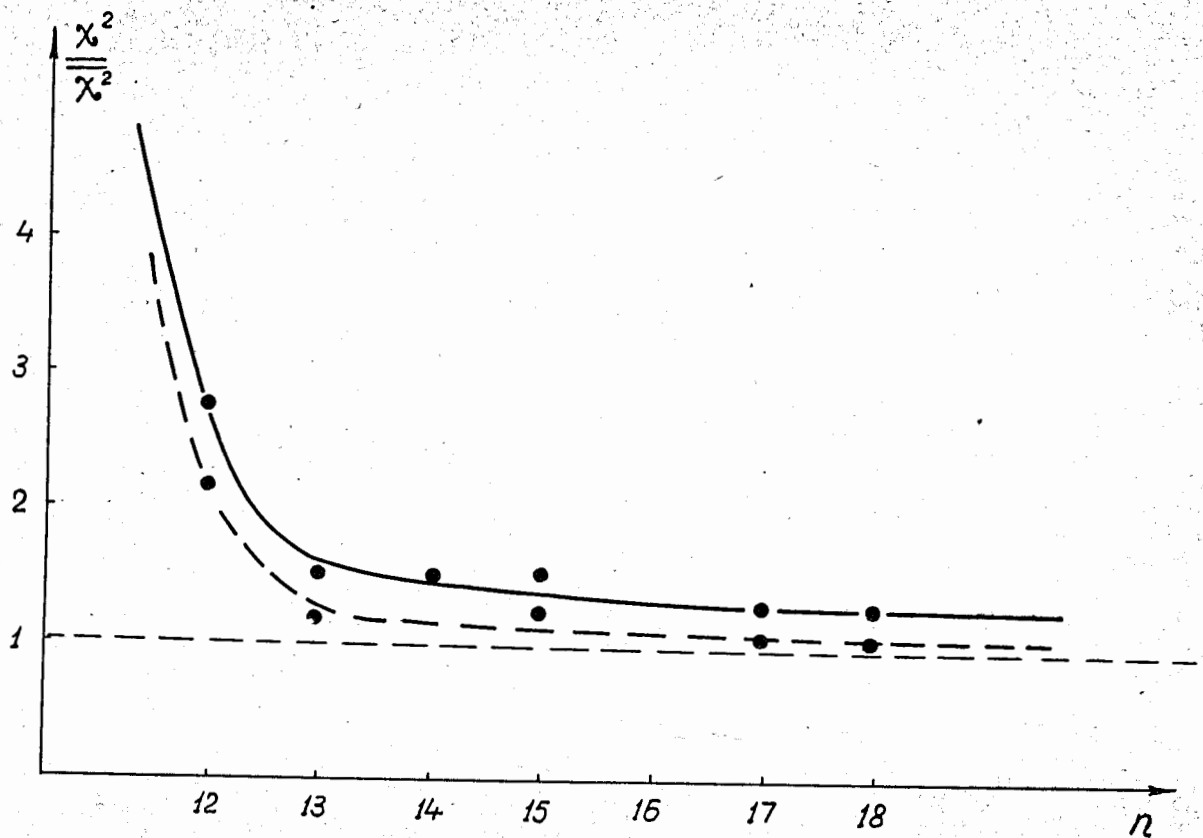


Рис. 4. Зависимость $\chi^2 / \bar{\chi}^2$ от числа варьируемых параметров. Пунктиром изображена та же зависимость без учета точки $R(72^\circ)$.

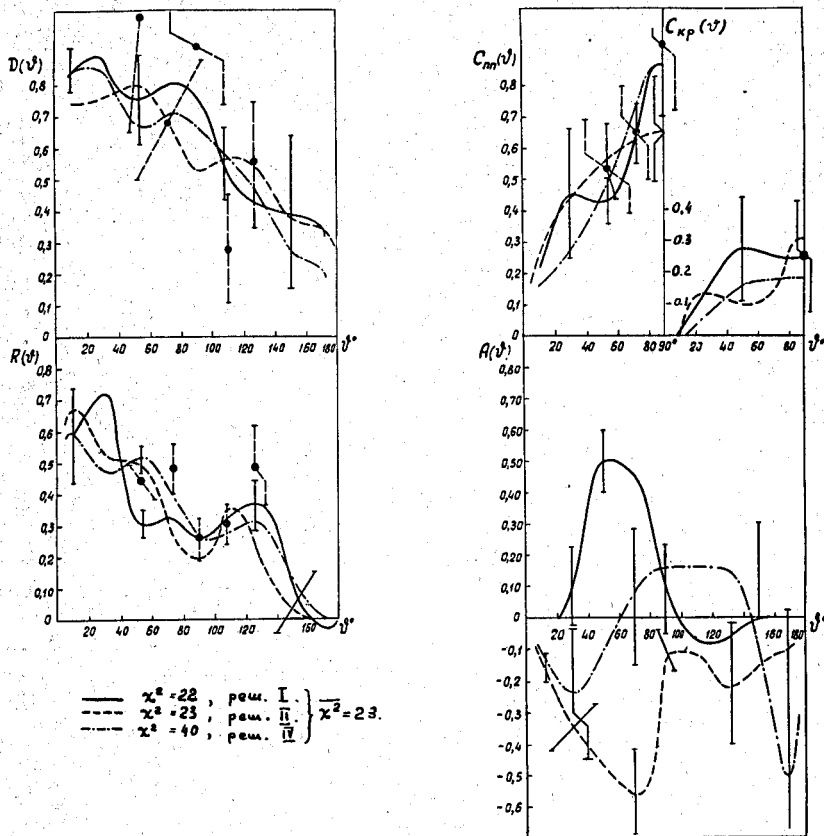


Рис. 5. Угловая зависимость $C(\theta)$, $C(\theta)$, $D(\theta)$, $R(\theta)$, вычисленная согласно решениям I, II, IV. Вертикальные сплошные линии - вычисленный коридор ошибок. Расчетные кривые: сплошная - $\chi^2=22$, решение I; пунктир - $\chi^2=23$, решение II; штрих - пунктир - $\chi^2=40$, решение IV.