

6
П-80

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P - 406

Ю.Д. Прокошкин.

ОБРАЗОВАНИЕ П-МЕЗОНОВ
В $p-d$ СОУДАРЕНИЯХ
И ВНУТРИЯДЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ
НУКЛОНОВ

ЖЭТФ, 1960, т 38, в 2, с 455-461.

г.Дубна 1959.

Ю.Д. Прокошкин

ОБРАЗОВАНИЕ П-МЕЗОНОВ
В $p-d$ СОУДАРЕНИЯХ
И ВНУТРИЯДЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ
НУКЛОНОВ ¹

486/5

¹ Доложено на У1 сессии Ученого Совета Объединенного института ядерных исследований /май 1959 г./.

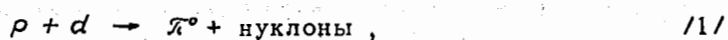
Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. В в е д е н и е

Исследование реакций, протекающих при соударении протонов с дейтронами, является удобным методом изучения взаимодействия протона с нейтроном. В области энергий ≈ 1000 Мэв, лежащей значительно выше порога мезообразования /280 Мэв/, этот метод с успехом применялся как при измерении полных сечений $p-n$ взаимодействия^{/1/}, так и с целью получения сведений о реакциях образования π -мезонов^{/2/}. Влияние связи нуклонов в дейтроне при столь больших энергиях невелико и легко может быть учтено путем введения небольшой поправки к измеряемым сечениям^{/1,2/}.

По мере приближения к порогу связь нуклонов в дейтроне все более существенным образом влияет на процессы образования π -мезонов. Основным из эффектов, обусловленных связью, в этой области энергий является изменение величин сечений из-за внутриядерного движения нуклонов. Среди других эффектов, связанных с присутствием "лишнего" нуклона, следует отметить: взаимное экранирование нуклонов /которое мало^{/1-3/} вследствие большого радиуса дейтрона/, реабсорбцию рожденного π -мезона нуклонной парой, запрет ряда конечных состояний из-за действия принципа Паули, возможное влияние интерференции нуклонных состояний, вклад от реакций, протекающих без развала дейтрона /сечения этих процессов очень малы^{/4/}/.

Для того, чтобы в указанной области энергий получить сведения о реакциях образования π -мезонов в $p-n$ соударениях из данных о $p-d$ соударениях, необходимо хотя бы приближенно учесть влияние связи нуклонов в дейтроне и в первую очередь попытаться оценить величину изменения сечений из-за внутриядерного движения /эти изменения особенно значительны вблизи порога, где соответствующий фактор увеличения сечения возрастает до бесконечности/. Рассмотрение этой задачи будет произведено ниже в духе импульсного приближения на примере реакции образования π^0 -мезонов в $p-d$ соударениях



которая была подробно изучена в работе^{/5/}.

Показано, что энергетическая зависимость сечений реакций образования π -мезонов в нуклон-дейтронных соударениях и энергетические спектры π -мезонов могут быть довольно точно рассчитаны на основании данных о свободных нуклон-нуклонных соударениях. В рассмотренной области энергий от порога реакций мезообразования до ≈ 700 Мэв влияние связи нуклонов в дейтроне в основном сводится к изменению величин сечений из-за внутриядерного движения нуклонов. Найдено эффективное импульсное распределение нуклонов в дейтроне.

2. Импульсное распределение нуклонов в дейтроне

Если рассматривать дейтрон как совокупность двух нуклонов, движущихся друг относительно друга и пренебречь интерференцией, то полное сечение реакции /1/ может быть представлено в виде:

$$\sigma_{pd} = \int \{ \sigma_{pn} [\zeta_m(\rho_1, \vec{p}_2), \vec{p}_2] + \sigma_{pp} [\zeta_m(\rho_1, \vec{p}_2), \vec{p}_2] \} F(\vec{p}_2) d\vec{p}_2 \quad /2/$$

Здесь $F(\vec{p}_2)$ - импульсное распределение нуклонов в дейтроне, \vec{p}_2 - их импульс в системе центра масс, ζ_m - максимальный импульс образующегося π^0 -мезона, ρ_1 - импульс налетающего протона, σ_{pn} и σ_{pp} - сечения образования π^0 -мезонов при соударении налетающего протона с нейтроном и протоном дейтрона. В области малых значений ρ_1 зависимость $\zeta_m(\rho_1, \vec{p}_2)$ является определяющей в функциях σ_{pn} и σ_{pp} , что позволяет упростить эти функции, представив их в виде $\kappa \sigma_{pn} [\zeta_m(\rho_1, \vec{p}_2)]$ /аналогично и σ_{pp} /. Введенный таким способом фактор κ учитывает все эффекты связи за исключением внутриядерного движения. Предполагается при этом, что κ мало изменяется с энергией.

Выполняя интегрирование в /2/ по единичному вектору \vec{p}_2 / ρ_2 , получаем:

$$\sigma_{pd} = \int \kappa \{ \sigma_{pn}(\rho_1, \rho_2) + \sigma_{pp}(\rho_1, \rho_2) \} F(\rho_2) \rho_2^2 d\rho_2 \quad /3/$$

Здесь сечения $\sigma_{pn}(\rho_1, \rho_2)$ и $\sigma_{pp}(\rho_1, \rho_2)$ соответствуют реакциям



протекающим на движущихся нуклонах дейтрона. Так как сечение реакции /5/ сравнительно мало /6/, вклад от второго члена в сумму /3/ невелик. Функции $\sigma_{pn}(\rho_1, \rho_2)$ и $\sigma_{pp}(\rho_1, \rho_2)$, входящие в соотношение /3/, были вычислены для широкого интервала значений ρ_1 и ρ_2 на электронной машине "Урал". При определении функции $\sigma_{pp}(\rho_1, \rho_2)$ были использованы экспериментальные данные /6/. Согласно феноменологической теории /7/, сечение $\sigma_{pn}(\zeta_m)$ должно иметь вблизи порога вид $\zeta_m^{\delta'}$, где $3 < \delta' < 4$. Вычисления $\sigma_{pn}(\rho_1, \rho_2)$

были проведены для $\delta = 3$ и $\delta = 4$. Интегрирование в /3/ было выполнено для нескольких типов импульсного распределения $F(p_2)$ /некоторые из этих распределений приведены на рис. 1/. Полученные зависимости σ_{pd} от энергии налетающего протона представлены на рис. 2, где они сравниваются с экспериментально найденной энергетической зависимостью сечения реакции /1/ /5/. Кривая 4в на этом рисунке была вычислена для импульсного распределения типа Чью-Гольдбергер /так называемое улучшенное/:

$$F(p_2) \sim (\alpha^2 + p_2^2)^{-2} (\beta^2 + p_2^2)^{-2}, \quad \beta = 2,5\alpha, \quad \alpha = 190 \text{ MeV/c}, \quad /6/$$

для которого характерен длинный "хвост" /см. рис. 1/.

Наряду с учетом внутриядерного движения была сделана также попытка приближенно учесть влияние принципа Паули путем исключения из реакции /1/ вклада от тех соударений, при которых вторичные нуклоны остаются внутри сферы Ферми. Изменение величин сечений из-за действия принципа Паули в рассматриваемой области энергий оказалось незначительным, что видно из сравнения кривой 4в на рис. 2 с кривой 4, которая, в отличие от 4в, была вычислена с учетом принципа Паули. Все остальные кривые на рис. 2 вычислены также с учетом принципа Паули.

Выше уже указывалось, что характер зависимости сечения σ_{pd} от энергии вблизи порога в основном определяется формой импульсного распределения и мало чувствителен к тому, какова энергетическая зависимость сечений реакций /4/ и /5/. В этом можно убедиться, сравнивая кривые 4 и 4а на рис. 2, которые были вычислены для случаев $\sigma_{pn} \sim 2_m^3$ и $\sim 2_m^4$.

Кривые 5 и 6, приведенные на рис. 2, вычислены для случая распределения типа Гаусса

$$F(p_2) \sim \exp(-p_2^2/2\bar{p}_2^2), \quad /7/$$

которое неплохо описывает импульсное распределение в сложных ядрах. Распределение этого типа, в отличие от распределения Чью-Гольдбергер, содержит сравнительно малое количество высокоимпульсных нуклонов /см.рис.1/. Как видно из рис.2, и распределение типа Гаусса, и распределение Чью-Гольдбергер плохо согласуются с экспериментальными данными /5/ о реакции /1/.

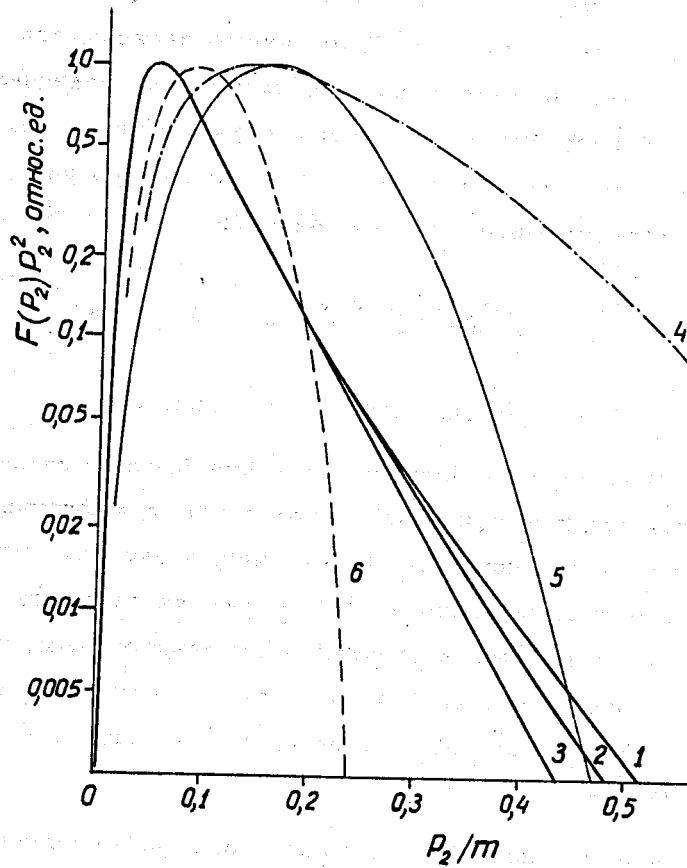


Рис. 1. Импульсные распределения.

1,2,3 - распределения Сольпитера-Гольдштейн для потенциалов типа Юкавы, экспоненциального и типа Гаусса; 4 - распределение Чью-Гольдбергер /улучшенное/; 5,6 - распределения типа Гаусса с дисперсиями $\sqrt{P_2^2}/m = 0,11$ и $0,06$; m - масса нуклона.

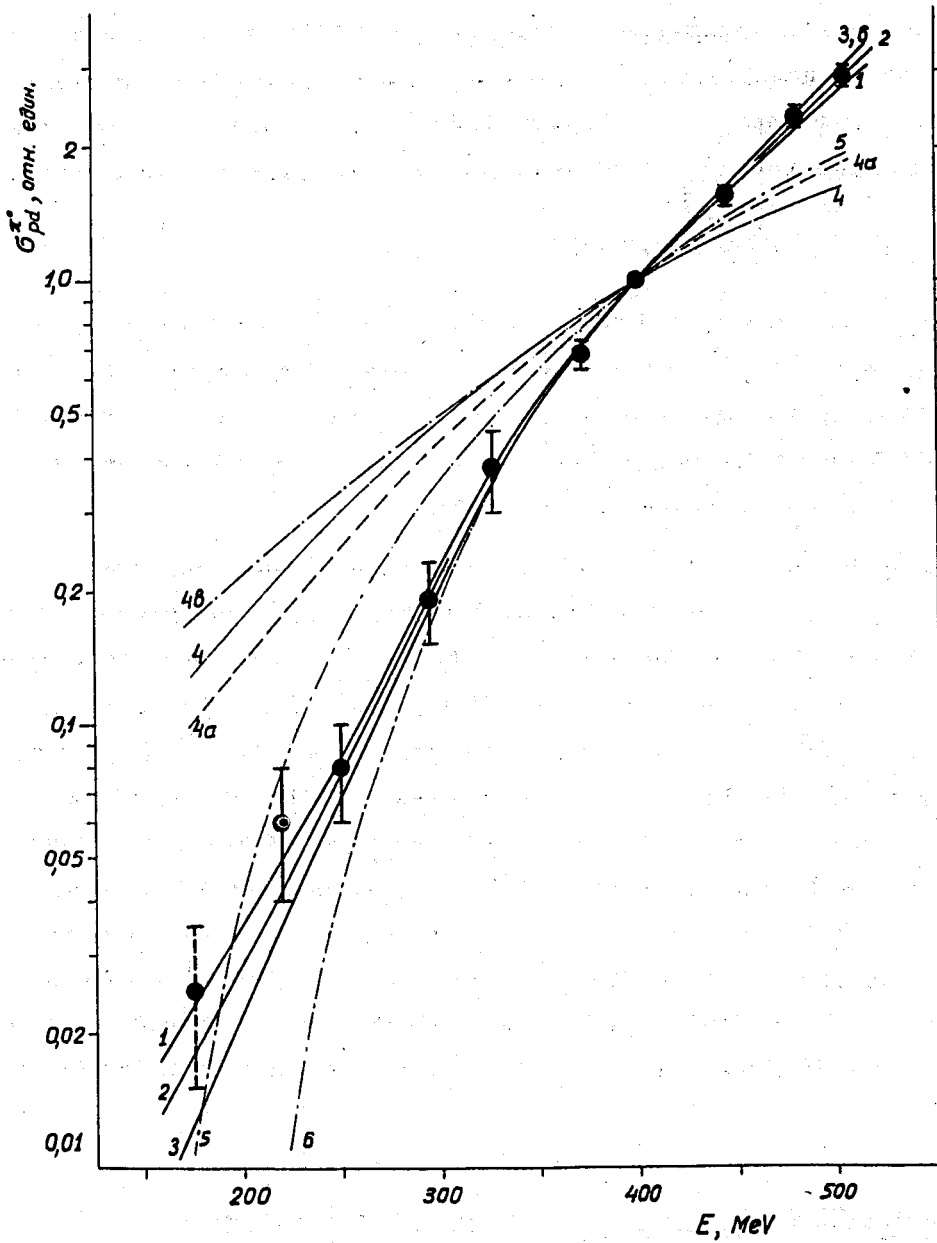


Рис. 2. Энергетическая зависимость полного сечения реакции /1/. • - измерено в работе /5/. 1-6 - энергетические зависимости, вычисленные с использованием импульсных распределений, приведенных на рис.1. 4а и 4в - см. текст. Все данные нормированы на единицу при энергии налетающих протонов $E=400$ Мэв.

Хорошее согласие с измеренными сечениями удается получить /кривые 1-3 на рис. 2/, если воспользоваться импульсными распределениями для дейтрона, найденными Сольпитером и Гольдштейн^{/8/} /см. рис.1/. В области небольших импульсов эти распределения приближенно описываются зависимостью:

$$F(p_2) \sim (\gamma^2 + p_2^2)^{-2}, \quad /8/$$

где $\gamma = 46$ Мэв/с. Распределения 1-3, вычисленные в^{/8/} для случаев потенциала типа Юкавы, экспоненциальной формы потенциала и потенциала типа кривой Гаусса различаются, как видно из рис. 1, лишь в области очень больших импульсов. Все они практически одинаково хорошо удовлетворяют экспериментальной зависимости сечения реакции /1/ от энергии.

Таким образом, анализ энергетической зависимости сечения реакции $p + d \rightarrow \pi^0 + \text{нуклоны}$ вблизи порога показывает, что импульсное распределение нуклонов в дейтроне хорошо описывается кривыми, найденными Сольпитером и Гольдштейн. Следует заметить, что интерпретация результатов измерений энергетических зависимостей, подобных выполненным в работе^{/5/}, в духе импульсного приближения наталкивается на существенные трудности, так как большим импульсам внутриядерных нуклонов соответствуют малые расстояния между ними, при которых становится важной роль тройных взаимодействий. Поэтому приведенные выше импульсные распределения следует рассматривать как некоторые эффективные распределения, знание которых позволяет учесть влияние внутриядерного движения на величины сечений реакций мезообразования типа /1/, но которые могут заметно отличаться от истинного импульсного распределения.

3. Восстановление полных сечений для p - n взаимодействий

Воспользовавшись полученным выше эффективным импульсным распределением для дейтрона можно проинтегрировать уравнение /3/, которое при этом переходит в следующее соотношение между сечениями реакций /1/, /4/ и /5/:

$$\sigma_{p\alpha} = K(g_{pn} \sigma_{pn} + g_{pp} \sigma_{pp}). \quad /9/$$

Здесь $\sigma_{pn} = \sigma_{pn}(p, 0)$ и $\sigma_{pp} = \sigma_{pp}(p, 0)$ - "обычные" сечения, а g_{pn} и g_{pp} -

величины, характеризующие изменение сечений из-за внутриядерного движения и зависящие только от ρ_1 . Для проведения подобного интегрирования необходимо знать энергетическую зависимость сечений реакций /4/ и /5/. По существу, эту задачу следует решать методом последовательных приближений. Однако ввиду того, что импульсное распределение $F(\rho_2)$ не широко, достаточную точность определения g_{pn} обеспечивает уже первое приближение для сечения, $\sigma_{pn}^{(1)}$, в качестве которого вблизи порога была использована зависимость $2m^3$, в области же больших энергий можно принять $\sigma_{pn}^{(1)} = \sigma_{pd} - \sigma_{pp}$. Выше 600 Мэв рост $\sigma_{pn}^{(1)}$ замедляется и при энергиях ≈ 1000 Мэв $\sigma_{pn}^{(1)} \approx const$. Полученные функции $\sigma_{pn}^{(1)}(\rho_1, \rho_2)$, которые были использованы для определения g_{pn} , приведены на рис. 3. Функции $\sigma_{pp}(\rho_1, \rho_2)$ имеют аналогичный вид. Найденные описанным выше способом коэффициенты g_{pn} и g_{pp} представлены на рис. 4.

Расчет коэффициента k , входящего в выражение /9/, практически невозможен из-за несовершенства современной теории ядра. Об этом коэффициенте можно сказать только, что он близок к единице при больших энергиях, где $\sigma_{pd} \approx \sigma_{pn} + \sigma_{pp}$. Единственным фактором, входящим в коэффициент k , который удается рассчитать, является уменьшение сечений из-за взаимного экранирования нуклонов в дейтроне /3/. Соответствующая поправка оказывается небольшой /несколько процентов/.

Коэффициент k может быть найден экспериментально путем сравнения величин сечений, измеренных на пучках протонов и нейтронов с одинаковой средней энергией. В случае, когда налетающей частицей является нейтрон, сечение для дейтрона имеет вид:

$$\sigma_{nd} = k(g_{np}\sigma_{nr} + g_{nn}\sigma_{nr}), \quad /9'/$$

что аналогично соотношению /9/, так как вследствие зарядовой симметрии ядерных сил $\sigma_{nr} = \sigma_{rn}$, $\sigma_{nn} = \sigma_{pp}$, $g_{nr} = g_{rn}$ и $g_{nn} = g_{pp}$.

Для определения величины коэффициента k удобно пользоваться не сечениями, точность измерений которых невелика, а более точно измеренными соотношениями сечений $\alpha_p = \sigma_{pd}/\sigma_{pp}$ и $\alpha_n = \sigma_{nd}/\sigma_{nr}$. В этих обозначениях

$$1/k = g_{pp}/\alpha_p + g_{pn}/\alpha_n. \quad /10/$$

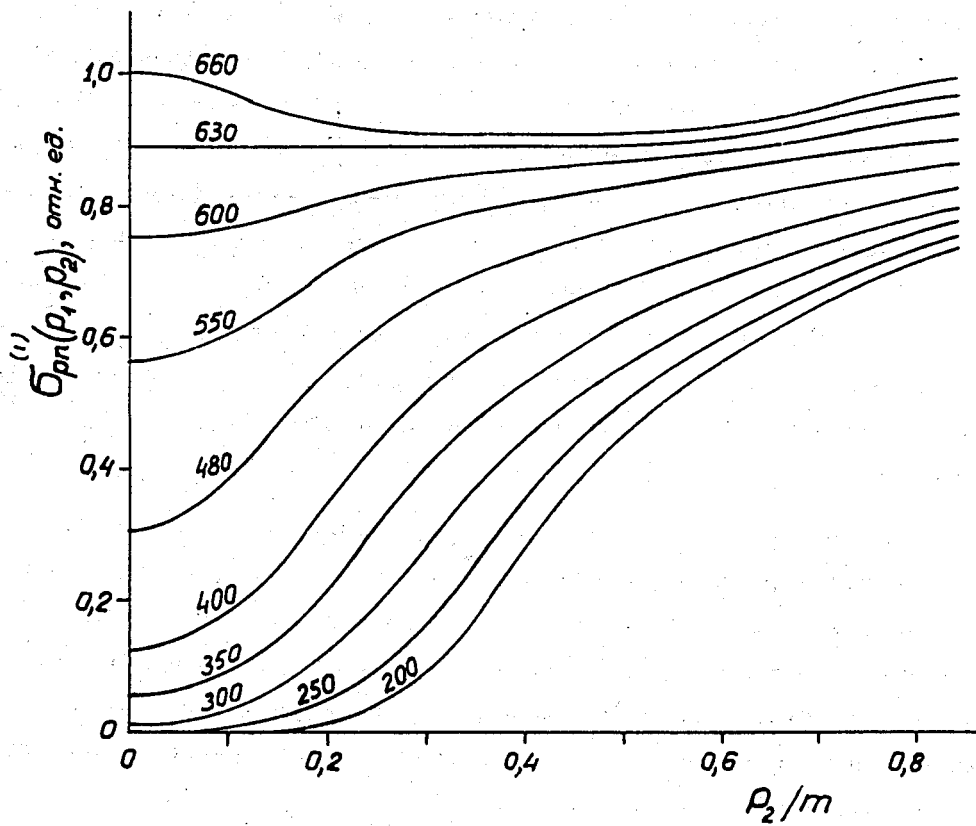


Рис. 3. Функции $\sigma_{\rho_1}^{(1)}(\rho_1, \rho_2)$
Цифры около кривых указывают соответствующие значения кинетической энергии $E = \sqrt{\rho_2^2 + m^2} - m$.

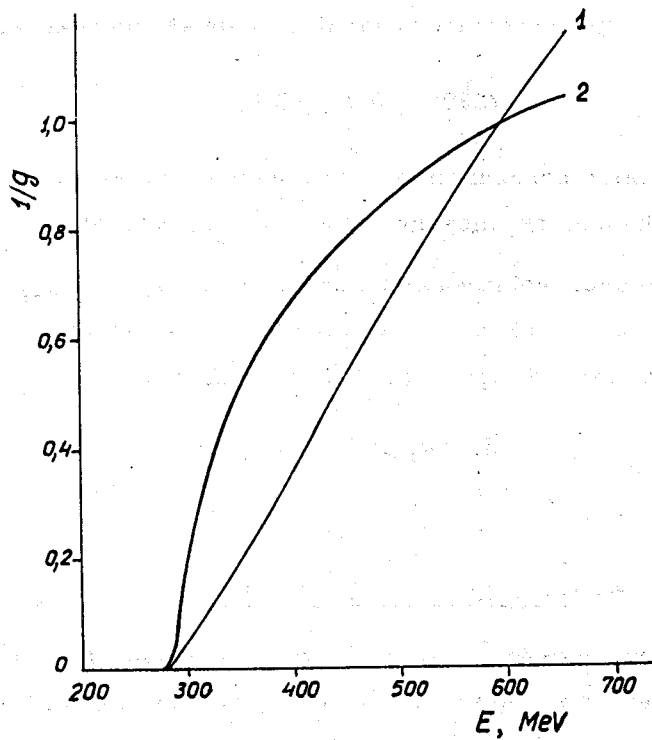


Рис. 4. Коэффициенты g при разных энергиях.

1 - $1/g_{pp}$, 2 - $1/g_{pn}$.

Значения α_p и α_n были определены при энергии 590 Мэв ^{/5,6,9/}:

$$\alpha_p = 3,00 \pm 0,15, \quad \alpha_n = 1,30 \pm 0,04. \text{ Отсюда:}$$

$$K/590/ = 0,89 \pm 0,03.$$

Величина K может быть определена также еще в одной точке, при энергии 380 Мэв, где известны величины сечений реакций /1/, /4/ и /5/ ^{/5,6,10/}:

$$K/380/ = 0,72 \pm 0,16.$$

Сравнение полученных величин дает основание полагать, что коэффициент K постоянен во всей области энергий от порога до 600 Мэв.

Воспользовавшись найденными значениями g_{pn} , g_{pp} и K , можно восстановить сечение образования π^0 -мезонов в $p-d$ -соударениях по экспериментальным данным о сечениях σ_{pd} и σ_{pp} :

$$\sigma_{pn} = \sigma_{pd} / K g_{pn} - \sigma_{pp} g_{pp} / g_{pn}. \quad /11/$$

4. Спектры π -мезонов

Энергетические спектры π -мезонов, образованных в реакциях типа /1/, в еще большей мере подвержены влиянию связи нуклонов, чем величины полных сечений σ . Даже при больших энергиях они значительно отличаются по форме от спектров π -мезонов, образующихся в соударениях свободных нуклонов ^{/11,12/} /см. рис. 5,6/. В частности, бросается в глаза отсутствие в этих спектрах "пика", столь характерного для соударений свободных протонов. Полагая, как и ранее, что влияние связи сводится, в основном, к изменению величин дифференциальных сечений $d^2\sigma/d\Omega dE$ из-за внутриядерного движения нуклонов в дейтроне, можно рассчитать изменение формы спектров тем же методом, который был использован в предыдущих параграфах при решении задачи о полных сечениях. Этот расчет был выполнен для спектров π^+ -мезонов, образованных в $p-d$ соударениях при энергии 655 Мэв, с целью сопоставления результатов вычислений с экспериментальными данными ¹ о спектре π^+ -мезонов в реакции

¹ Пользуюсь случаем поблагодарить М.Г. Мещерякова и его сотрудников, любезно предоставивших мне результаты своих измерений до опубликования их в печати.

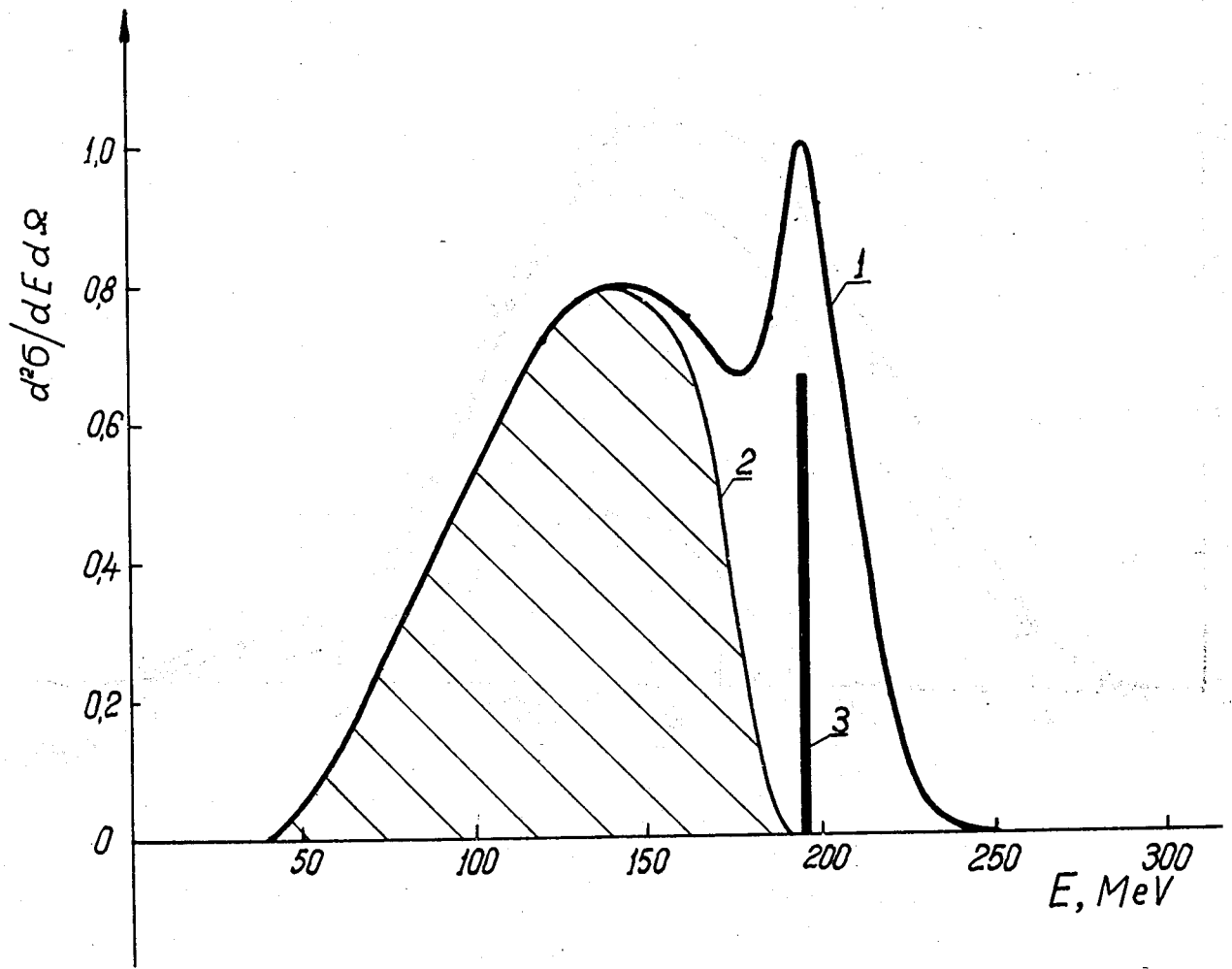


Рис. 5. Энергетический спектр π^+ -мезонов, образованных в $p-p$ соударениях /в относительных единицах/. 1 - измерено Г.Гельфером и др. [12] под углом $\approx 90^\circ$ в с.ц.м. при энергии протонов 655 Мэв; 2 - спектр π^+ -мезонов от реакции $pp \rightarrow p\pi\pi^+$; 3 - положение "пика", соответствующего реакции $pp \rightarrow d\pi^+$.

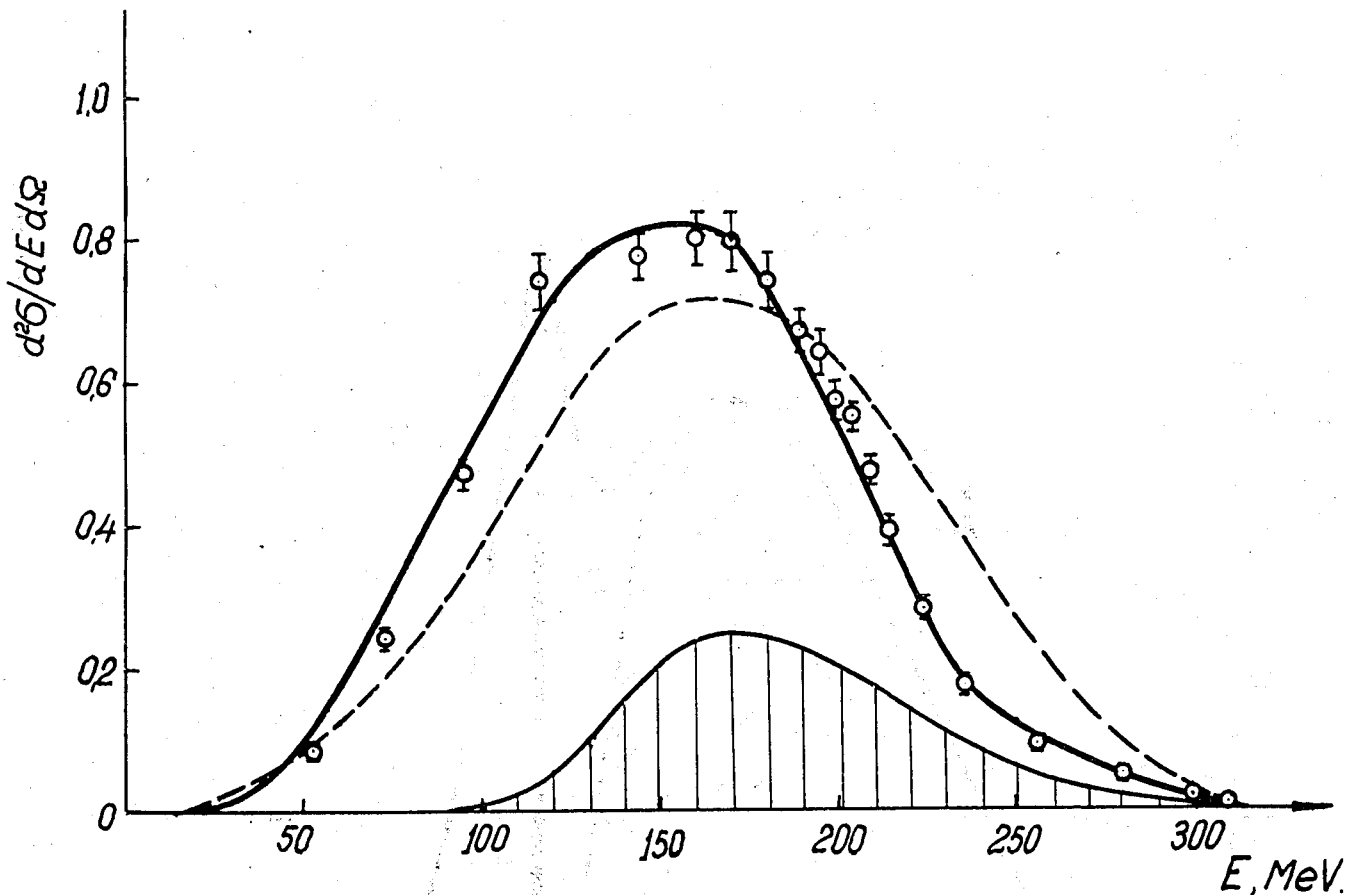


Рис. 6. Спектр π^+ -мезонов, образованных в $p-d$ соударениях /в относительных единицах/. \circ - измеренный спектр π^+ -мезонов, образованных в $p-p$ соударениях в дейтроне^{/12/} /получен как разность спектров π^+ и π^- -мезонов/. Толстая сплошная кривая - этот же спектр, вычисленный с использованием импульсного распределения Сольпитера-Гольдштейн. Пунктирной кривой показан спектр, вычисленный для случая распределения типа Гаусса с дисперсией $\sqrt{\bar{p}_2^2}/m = 0,08$. Тонкая кривая - спектр π^+ -мезонов от реакции $pp \rightarrow d\pi^+$, трансформированный в результате внутриядерного движения. При построении спектров учтено разрешение спектрометра^{/12/}, что впрочем лишь незначительно изменило форму спектров ввиду их большой ширины.

$p + \alpha \rightarrow \pi^+ + \text{нуклоны}$ ^{/12/}. Расчет производился отдельно для реакций $pp \rightarrow d\pi^+$ и $pp \rightarrow p\pi^+$ / соответствующие этим реакциям участки спектров показаны на рис. 5/. Функции $d^2\sigma/d\Omega dE(p_1, p_2)$, аналогичные входящим в соотношение /3/, были вычислены с использованием экспериментально найденной энергетической зависимости сечения образования π^+ -мезонов ^{/13/} и спектров, полученных в работах ^{/12,13/}. Интегрирование по импульсам нуклонов в дейтроне p_2 было выполнено для случая импульсного распределения Сольпитера-Гольдштейн.

Вычисленные спектры /см рис.6/ существенно отличаются от спектров π^+ -мезонов, образованных в $p-p$ соударениях. В наибольшей мере это относится к "пику", отвечающему реакции $pp \rightarrow d\pi^+$, ширина которого увеличивается под влиянием внутриядерного движения до 50%, что делает его практически ненаблюдаемым в спектре π^+ -мезонов, образованных в $p-\alpha$ соударениях. Одновременно несколько уменьшается и относительный вклад "пика" /на 15%/ вследствие того, что энергетическая зависимость сечения реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ имеет резонансный характер.

Сопоставление спектров π^+ -мезонов, образованных в $p-p$ соударениях в дейтроне ^{/12/}, с вычисленными спектрами показывает /рис.6/, что форма спектров для $p-\alpha$ соударений может быть довольно точно предсказана на основании данных о свободных $p-p$ соударениях.

Форма вычисленного спектра существенно зависит от того, какое импульсное распределение использовалось при расчете. На рис. 6 показан спектр π^+ -мезонов, вычисленный тем же способом, что и выше, но для случая импульсного распределения типа Гаусса с $\sqrt{\rho_2^2}/m = 0,08$. Несмотря на то, что это распределение довольно близко к распределению Сольпитера-Гольдштейн /см.рис.1/, соответствующие спектры заметно отличаются друг от друга. Отсюда следует, что изучение спектров π^+ -мезонов, образованных в $p-\alpha$ соударениях, также позволяет получить количественные сведения об импульсном распределении нуклонов в дейтроне.

Рассмотренная выше задача о спектре π^+ -мезонов может быть обращена, то-есть по измеренному спектру π^+ -мезонов, образованных в $p-\alpha$ соударениях, можно при большой точности измерения последнего, восстановить спектр π^+ -мезонов, образованных в соударениях свободных нуклонов. Это

представляет большой интерес в случае, когда непосредственное исследование соответствующих реакций, протекающих в соударениях свободных нуклонов, связано со с значительными экспериментальными трудностями /такова, например, реакция $p\pi \rightarrow p\pi^+$ /.

В заключение хочу выразить свою благодарность А.И.Базю, Б.М.Головину, М.Г.Мещерякову и Ю.А.Щербакову за обсуждение результатов настоящей работы. Я искренне признателен Л.А.Кулюкиной за помощь при проведении длительных расчетов.

Рукопись поступила в издательский отдел 15 сентября 1959 года.

УД

Л и т е р а т у р а

1. F. Chen, C. Leavitt, A. Shapiro. Phys.Rev., 103, 211, 1956.
2. A. Batson, B. Cullwick, H. Klipp, L. Riddiford. Proc. Roy.Soc. A, 251, 233, 1959.
3. R. Glauber. Phys.Rev., 100, 242, 1955; J. Blair. Nucl.Phys., 6, 348, 1958.
4. A. Crove, E. Garvin, B. Ledley, E. Lillethum, R. March, S. Marcowitz. Phys.Rev. Lett., 2, 269, 1953.
5. А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин. ЖЭТФ, /в печати/. Препринт ОИЯИ /Р-405/.
6. А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин. ЖЭТФ, 36, 1656. 1959.
7. A. Rosenfeld. Phys.Rev., 96, 139, 1954.
8. E. Salpeter, J. Goldstein. Phys.Rev., 90, 983, 1953.
9. В.П. Джелепов, К.О. Оганесян, В.Б. Флягин. ЖЭТФ, 29, 886, 1955.
10. A. Rosenfeld, F. Solmitz, R. Hildebrand. Bull.Am.Phys.Soc., I, 72, 1956.
11. А.Г. Мешковский, Ю.С. Плигин, Я.Я. Шаламов, В.А. Шебанов. ЖЭТФ, 32, 1328, 1957.
12. H. Helfer, A. Kuznetzov, M. Mescheryakov, W. Swiatkowski, W. Vovchenko. Acta Phys.Polon. (in press).
13. Б.С. Неганов, О.В. Савченко. ЖЭТФ, 32, 1265, 1957; Б.С. Неганов, Л.Б. Парфенов. ЖЭТФ, 34, 767, 1958; M. Mescheryakov, V. Zrellov, B. Neganov, I. Vzorov, A. Shabudin. Review of CERN Symposium, 2, 347, 1956; A. Batson, B. Cullwick, I. Hill, L. Riddiford. Proc.Roy.Soc. A, 251, 218, 1958.