

В.А. Жуков

Исследование реакций $\bar{P} + p \rightarrow \bar{P} + P^+ + n$ и $\bar{P} + p \rightarrow \bar{P} + P^+ + p$

при энергии \bar{P} - мезонов 338 Мэв

с помощью 25-сантиметровой жидководородной пузырьковой камеры

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических
наук

Г.И. Селиванов

В.А. Жуков

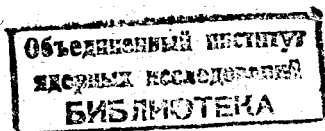
У267 69-

Исследование реакций $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ и $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$
при энергии π^- - мезонов 338 Мэв
с помощью 25-сантиметровой жидководородной пузырьковой камеры

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических
наук

Г.И. Селванов



Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в реакции $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$ в области энергий до 1 Гэв значительный вклад вносят как (πN) , так и $(\pi\pi)$ -взаимодействия. В области энергий, меньших, чем 700-800 Мэв, существенную роль играет $(\pi\pi)$ -взаимодействие в состоянии $T=0$ ^{1-4/}, а при энергиях, превышающих порог образования изобары $N_{3/2}^*$ (1238), ярко проявляется (πN) -взаимодействие в состоянии $T=J=3/2$ ^{5/2}. Вследствие большой ширины резонанса $N_{3/2}^*$ ($\Gamma = 125$ Мэв/с²) его влияние может сказаться и при энергиях, лежащих ниже порога его образования. Для интерпретации экспериментальных данных важно знать, какой вклад вносит тот или иной вид взаимодействия в реакции $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$.

В реферируемой диссертации представлены результаты исследования процессов $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ (I) и $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ (II) при энергии налетающих π^- -мезонов 338 Мэв, а также рассмотрена возможность выделения вкладов изобарных каналов в сечения реакций $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$.

Диссертация разделена на 3 главы. В первой главе дается обзор имеющихся теоретических и экспериментальных данных по процессам $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$ в области энергий налетающих π -мезонов до 1 Гэв. Во второй главе излагаются условия опыта, приводятся характеристики экспериментальной аппаратуры, а также рассматриваются методические особенности идентификации реакций (I) и (II). В третьей главе представлены результаты эксперимента, изложена процедура выделения вкладов изобарных каналов в сечения реакций $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$ и на основании этой процедуры проведен анализ экспериментальных данных, полученных как в настоящей работе, так и в ряде других работ ^{1,5-7/}, выполненных при энергиях налетающих π -мезонов до 1 Гэв.

В диссертацию вошли результаты исследований, изложенные в статьях ^{8-10/}.

Г л а в а I.

Реакции $\pi N \rightarrow \pi_1 \pi_2 N'$ при энергиях до 1 Гэв

Из процессов $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$ наиболее доступными для экспериментального изучения являются взаимодействия заряженных π -мезонов с протонами:



В первых трех реакциях начальная (πN) -система может находиться в состояниях с полными изотопическими спинами $T=1/2$ и $T=3/2$, а в двух последних реакциях - только в состоянии с $T=3/2$.

Рассматривая поведения полных сечений ($\pi\sigma$) - взаимодействий при энергиях до 1 Гэв в состояниях $T=1/2$ и $T=3/2$, можно отметить, что в той области энергий, где наряду с упругими процессами происходит рождение мезонов мезонами, взаимодействие в состоянии $T=1/2$ существенно сильнее, чем взаимодействие в состоянии $T=3/2$, сечение которого начинает расти только в районе ≈ 800 Мэв. Примечательной особенностью энергетических зависимостей является также наличие нескольких резонансов. Два из них при энергиях 185 и ≈ 850 Мэв^{x)} соответствуют состоянию с $T=3/2$, два других при энергиях 610 и 900 Мэв - состоянию с $T=1/2$.

Неупругие процессы могут вносить вклад в резонансы, расположенные выше порога мезонообразования (≈ 170 Мэв). Из результатов фазового анализа данных по (πp) -рассеянию^{/11/} следует, что в районах резонансов заметной неупругостью обладают следующие начальные состояния (πp) -систем: S_{11} , P_{11} , D_{13} , F_{15} , D_{15} , S_{31} , P_{33} , D_{33} и D_{35} ^{xx)}. Ответ на вопрос, какие из этих состояний являются ответственными за реакции $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$ может дать анализ самих неупругих процессов. Немногочисленные работы, в которых проводился такой анализ, указывают на то, что наиболее вероятными начальными) Этот резонанс проявляется в виде изгиба ("плеча") на кривой энергетической зависимости.

xx) В этих обозначениях большая латинская буква соответствует орбитальному моменту π -мезона относительно нуклона, первый индекс - удвоенному изотопическому спину, второй индекс - удвоенному полному моменту количества движения.

ми состояниям, ответственными за процессы $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$, являются P_{11} , D_{13} , P_{31} и D_{33} при энергиях до 700 Мэв^{/17/}, P_{33} и D_{35} - в районе 850 Мэв^{/12/}, D_{15} и F_{15} - в районе 900 Мэв^{/13/}.

Если рассмотреть энергетические зависимости сечений неупругих реакций, то можно подметить следующие особенности: а) для неупругих процессов взаимодействие в состоянии с $T=1/2$ также значительно сильнее, чем в состоянии с $T=3/2$; б) реакции, в которых возможны состояния с $T = \frac{1}{2}$, отличаются быстрым ростом сечений от порога; в) возникновение максимумов или изломов в энергетической зависимости сечений неупругих процессов как правило происходит при энергиях, соответствующих резонансам в полных (πp) - сечениях.

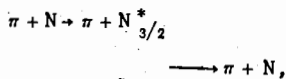
Информация о механизмах, ответственных за процессы $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$, может быть получена из рассмотрения энергетических распределений пар вторичных частиц. Существующие экспериментальные данные по этим распределениям указывают на то, что в области энергий ниже 700-800 Мэв существенную роль играет сильное ($\pi\pi$) - взаимодействие в состоянии $T=0$ ^{/1-4/}. О наличии его говорит выброс в распределениях событий реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + p$ по эффективным массам ($\pi^+ \pi^-$) - систем. Отличительной особенностью этого выброса является то, что положение его не сохраняется с изменением энергии налетающих π -мезонов. Наиболее рельефно пик выделяется над фазовым объемом при энергии π -мезонов ≈ 360 Мэв, после чего его высота начинает уменьшаться. При энергии 780 Мэв он полностью исчезает. По-видимому, аналогичная картина наблюдается и в реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + p$ ^{/4/}. Отсутствие подобной аномалии в ($\pi^0 \pi^-$)-спектрах от реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \pi^- + p$ свидетельствует о том, что два π -мезона при малых энергиях взаимодействуют в состоянии $T=0$.

Распределения событий реакций $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$ по эффективным массам (πN) - пар указывают на значительную роль резонанса $N_{3/2}^*$ (1238) в процессах мезонообразования, особенно при энергиях, превышающих порог рождения изобары.

Теоретические исследования реакций $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$ в настоящее время не завершены. С помощью предложенных моделей, как правило, можно было описать только отдельные стороны изучаемых процессов. Успехи теоретических исследований, хотя и частичные, в первую очередь связаны с учетом в моделях как ($\pi\pi$), так и (πN) - взаимодействий в конечном состоянии.

Там, где $(\pi\pi)$ - взаимодействие отсутствует, наибольшие успехи были достигнуты с помощью так называемых изобарных моделей. Согласно этим моделям, рождение мезонов в реакциях $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$ идет через формирование резонансного состояния с $T = J = 3/2$, распадающегося затем на нуклон и π -мезон. Диаграммы (а) и (б) рисунка 1 соответствуют двум возможным изобарным каналам для процесса $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$.

Линденбаум и Штернхаймер первыми применили изобарную модель для описания процессов образования мезонов мезонами. В их модели предполагалось, что изобара образуется в s -состоянии, распадается изотропно, а интерференция между различными изобарными каналами отсутствует. Представляя трехчастичную реакцию как идущую через двухчастичный процесс



Линденбаум и Штернхаймер предложили считать вероятность конечного состояния пропорциональной произведению вероятности двухчастичной реакции на вероятность образования изобары с массой $\omega_{\pi N}$. Последняя считалась пропорциональной сечению упругого $(\pi + p)$ -рассеяния. Таким образом, в их модели распределение по эффективным массам изобар дается формулой:

$$\frac{d\sigma}{d\omega_{\pi N}} = A \cdot F(\omega_{\pi N}, \bar{E}_0) \cdot \sigma(\omega_{\pi N}), \quad (1)$$

где $F(\omega_{\pi N}, \bar{E}_0)$ - статистический вес для двухчастичной реакции $\pi + N \rightarrow \pi + N_{3/2}^*$, в которой образуется изобара с массой $\omega_{\pi N}$; \bar{E}_0 - полная энергия в с.ц.м. сталкивающихся частиц; $\sigma(\omega_{\pi N})$ - полное сечение рассеяния в состоянии $T = 3/2$, соответствующее изобарной массе $\omega_{\pi N}$. Наблюдаемый на опыте энергетический спектр (πN) -пар будет описываться двумя членами, один из которых выражается формулой (1), а второй соответствует (πN) -комбинациям, включающим в себя π -мезон неизобарного происхождения. Поскольку в модели пренебрегается интерференцией между изобарными каналами, то два вклада некогерентно суммируются.

Позднее интерференция между изобарными каналами была учтена в работе Бергия и др. /15/.

Дальнейшее развитие изобарная модель получила в работах Олссона и Иодха /16,17/, в которых, помимо интерференции, учитывались также распад изобары в p -состоянии и требования, накладываемые статистикой Бозе. Предположение об изотропном образовании изобары было оставлено. Это означало, что начальными состояниями системы могли быть D_{13} и D_{33} . В последующем /17/ Олссон и Иодх расширили свою модель, включив s -волновое рассеяние π -мезона и нуклона в промежуточном состоянии с $T = j = 1/2$. Таким образом, помимо начальных состояний D_{13} и D_{33} , были включены состояния P_{11} и P_{31} .

Из рассмотренных изобарных моделей наилучшее согласие с экспериментальными данными дают модели Линденбаума-Штернхаймера и Олссона-Иодха. Обе модели удовлетворительно описывают энергетические спектры (πN) -пар, но ни одна из них не описывает спектра масс $(\pi^+ \pi^-)$ -систем от реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$. Одно из возможных объяснений поведения этих спектров было предложено в работах /18,19/, авторы которых связывали пик в энергетическом распределении $(\pi^+ \pi^-)$ -систем с эффектами перерассеяния π -мезонов от распада изобары на π -мезонах, родившихся совместно с ней.

В реферируемой диссертации для анализа экспериментальных данных по реакциям $\pi^+ N \rightarrow \pi_1^+ \pi_2^+ N'$ при энергиях до 1 Гэв была использована модель Линденбаума и Штернхаймера.

Г л а в а II

Эксперимент

Изучение реакций $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ и $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ было проведено с помощью 25-сантиметровой жидководородной пузырьковой камеры /20/, помещенной в магнитное поле. Камера экспонировалась в пучке π^- -мезонов, получаемых от синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Схема опыта приведена на рис. 2. Как видно из рисунка, π^- -мезоны получались в результате облучения бериллиевой мишени внутренним протонным пучком ускорителя и, пройдя через систему коллиматоров и магнитов, попадали в камеру. Энергия пучка определялась на основании измерения радиусов кривизны входящих треков и после усреднения по всему экспериментальному материалу была найдена равной 338 ± 12 Мэв. В ошибку для энергии вносит вклад погрешность, возникающая в результате процедуры усреднения, неопределенность в

магнитном поле в рабочем объеме камеры, разброс частиц в пучке по энергиям, а также потери частицами энергии в водороде.

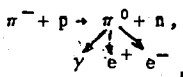
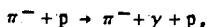
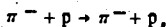
Комплекс экспериментальной аппаратуры, включающий жидководородную пузырьковую камеру, был разработан, изготовлен и смонтирован в пучке π^- -мезонов в период с 1958 г. по 1960 г. Начиная с 1960 г., на камере регулярно проводились эксперименты, в ходе которых, помимо физического материала, были получены сведения о надежности отдельных узлов установки и об устойчивости ее характеристик на протяжении длительных сеансов работы. Опыт эксплуатации камеры в течение нескольких лет позволил внести ряд усовершенствований в ее конструкцию, целью которых являлось дальнейшее повышение эффективности прибора. Основное внимание было уделено совершенствованию расширительной системы, так как обеспечение износоустойчивости отдельных элементов этого узла давало возможность проводить длительные сеансы работы на ускорителе.

Основные характеристики жидководородной пузырьковой камеры приведены в таблице 1.

Т а б л и ц а 1

1. Диаметр рабочего объема камеры	25 см
2. Диаметр освещаемой области в медианной плоскости	22 см
3. Глубина рабочего объема	15 см
4. Емкость рабочего объема	8 литров
5. Система расширения	Сильфонная, с расширением вниз
6. Время расширения	8 мсек
7. Время поджатия	10 мсек
8. Частота срабатывания	1 раз за 1,5-2 сек.
9. Система термостатирования	Водород, кипящий под давлением 5 атм
10. Рабочая температура	27,1°K
11. Точность поддержания температуры	$\pm 0,05^\circ\text{K}$
12. Рабочее давление	6 атм
13. Система фотографирования	На темном поле
14. Теплоизоляция	Высокий вакуум, 10^{-6} мм рт. ст.
15. Магнитное поле	12120 эрстед

Процедура обработки стереоснимков сводилась к идентификации пяти процессов. Помимо реакций $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ (I) и $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ (II), изучение которых являлось целью настоящей работы, в камере регистрировались еще три реакции:



по внешнему виду на снимках мало отличающиеся от реакций (I) и (II). Событие на стереокадре, соответствующее каждому из пяти процессов, имело вид вилки с одним входящим треком, принадлежащим отрицательно заряженной частице, и двумя выходящими, принадлежащими частицам с разными зарядами.

С целью обнаружения таких вилок вначале проводился предварительный просмотр снимков на приборе "Микрофот" типа 5 ПО-1. Затем выполнялась обработка найденных событий на репроекторе, заключающаяся в измерении радиусов кривизны и угловых характеристик треков. Подлежащие измерению события отбирались на основании ряда вводимых при просмотре геометрических критериев. Эти критерии позволяли исключить из рассмотрения кадры, эффективность регистрации событий на которых была низка. Помимо этого, можно было отбросить случаи, вызванные частицами, которые потеряли энергию в результате рассеяния в коллиматоре, а также случаи, имеющие недостаточные для последующих измерений длины треков.

Для выделения упругих событий использовались критерии компланарности и корреляции углов рассеяния для вторичных частиц.

Идентификация неупругих событий велась в основном по характеристикам вторичной положительной частицы. Во многих случаях, исходя из кинематики события, а также используя соотношение между пробегами и импульсами или измеряя какой-нибудь дополнительный параметр, удавалось легко определить сорт вторичной положительной частицы. В ряде случаев для этой цели проводились измерения относительной ионизации. Иногда идентификацию реакций можно было осуществить по внешнему виду событий. Так, например, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ распад однозначно указывал на принадлежность события к реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$.

Если однозначно устанавливалось, что положительная частица являлась π^+ -мезоном, а вычисленное значение недостающей массы M_n удовлетворяло условию: $865 \text{ Мэв}/c^2 \leq M_n \leq 1015 \text{ Мэв}/c^2$ (где интервал $\pm 75 \text{ Мэв}/c^2$ соответствует трем ошибкам в определении массы нейтрона в настоящем эксперименте), то событие считалось принадлежащим реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$.

Вторая из исследуемых реакций $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ содержит в качестве вторичной положительной частицы протон. Протон испускается также в реакциях $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$ и $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \gamma + p$. Идентификация случаев реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ осуществлялась в два этапа. Вначале по отклонению от кинематики упругого взаимодействия отделялись процессы $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ и $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \gamma + p$ от процесса $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$. Затем производилось разделение реакций $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ и $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \gamma + p$ по вычисленным значениям квадратов массы нейтральной частицы. Для этой цели все события, принадлежащие двум процессам, были включены в гистограмму, представляющую собой распределение их по квадрату массы нейтральной частицы M_0^2 . События сгруппировались в двух областях изменения переменной M_0^2 : вблизи $M_0^2 = 0$ и $M_0^2 = 135^2 \text{ Мэв}^2/c^4$. К реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ были отнесены события с $M_0^2 \geq 6000 \text{ Мэв}^2/c^4$.

Г л а в а III

Результаты эксперимента и их анализ

В настоящем эксперименте было получено 250000 стереофотографий, на которых обнаружено в результате предварительного просмотра 12660 влоков с одним входящим и двумя вторичными треками. После введения геометрических критериев отбора для окончательной идентификации было оставлено 7405 событий.

Из них 720 было отнесено к реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$, 101 событие - к реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ и 6500 событий - к реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$.

Полные сечения неупругих процессов определялись на основании сопоставления числа случаев неупругого взаимодействия с числом случаев упругого (π^-p) рассеяния, сечение которого было найдено по данным работы /21/. По приведенным в этой работе коэффициентам A_k разложения дифференциальных сечений упругого рассеяния по полиномам Лежандра в интервале энергий 230-427 Мэв интерполирующий по методу наименьших квадратов определялись значения A_k при энергии 338 Мэв. Полученное дифференциальное сечение интегрировалось в об-

ласти углов рассеяния от 30° до 150° в л.с. Это давало полное сечение упругого рассеяния в выбранном интервале углов. Данные по сечениям приведены в таблице II .

Т а б л и ц а II

№№ п/п	Процесс	Число событий	σ полн. (10^{-27} см ²)	Примечание
I	$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$	4404	$8,58 \pm 0,16$	Для углов рассеяния $30-150^\circ$ в л.с.
2.	$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$	720	$1,39 \pm 0,06$	-
3.	$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$	101	$0,20 \pm 0,03$	-

Полученный экспериментальный материал включал в себя также энергетические распределения пар вторичных частиц от реакций $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ и $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$.

На рис. 3 и 4 представлены распределения событий этих реакций по эффективным массам (πN) -пар. Внешнее знакомство с распределениями не дает возможности сделать заключение о присутствии здесь изобары $3/2$ $3/2$. Даже в такой реакции, как $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$, где конечная (πN) -система может находиться в состоянии с $T=3/2$, как будто не наблюдается проявления изобары.

Значительнее проявляется другое взаимодействие, именно ($\pi\pi$) -взаимодействие, о наличии которого говорит выброс (рис. 5а) в энергетическом спектре ($\pi^+\pi^-$) -систем. Присутствие такого выброса было обнаружено ранее в нескольких работах ^{/1-3/} и связывалось с сильным ($\pi\pi$) -взаимодействием в состоянии $T=0$. На рис. 5б представлен спектр эффективных масс ($\pi^0\pi^-$) -систем для реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$, на котором не видно заметных отклонений экспериментальной гистограммы от статистической кривой. Это свидетельствует об отсутствии ($\pi\pi$) -взаимодействия в состояниях с $T=1$ и $T=2$.

Дальнейший анализ энергетических распределений показал, что, помимо ($\pi\pi$) -взаимодействия, существенен также вклад изобарных каналов в сечения

изучаемых реакций. С целью выделения вкладов изобарных каналов в сечения реакций $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$ в реферируемой работе анализировалась разность дифференциальных сечений:

$$\Delta = \frac{d\sigma}{d\omega_{\pi_1 N'}} - \frac{d\sigma}{d\omega_{\pi_2 N'}}$$

где $\omega_{\pi_1 N'}$ и $\omega_{\pi_2 N'}$ — соответственно полные энергии $\pi_1 N'$ и $\pi_2 N'$ в их системе центра инерции. Этот анализ может быть проведен, если выполняются следующие условия: а) вклад неизобарных каналов (рассматриваемых как фоновые) входит симметрично в оба распределения; б) отсутствует интерференция между фоновыми и изобарными каналами и в) отсутствует интерференция между самими изобарными каналами. При выполнении этих условий разностное распределение должно описываться формулой:

$$\Delta = \frac{d\sigma}{d\omega_{\pi_1 N'}} - \frac{d\sigma}{d\omega_{\pi_2 N'}} = (\sigma_{(\pi_1 N')\pi_2} - \sigma_{(\pi_2 N')\pi_1})(|f_1|^2 - |f_2|^2), \quad (2)$$

где $\sigma_{(\pi_1 N')\pi_2}$ и $\sigma_{(\pi_2 N')\pi_1}$ — соответственно сечения образования изобар, распадающихся на $\pi_1 N'$ и $\pi_2 N'$; $|f_1|^2$ и $|f_2|^2$ — нормированные на единицу функции, первая из которых описывает распределение по полной энергии в с.ц.и. π -мезона и нуклона, возникших в результате распада изобары, а вторая — распределение по полной энергии в с.ц.и. нуклона и π -мезона, образовавшегося одновременно с изобарой.

В диссертации отмечается, что в некоторых случаях условия (а, б, в) применимости для анализа формулы (2) могут быть выполнены. Так, например, симметричный вклад в распределения по $\omega_{\pi_1 N'}$ и $\omega_{\pi_2 N'}$ могут дать события, связанные с диаграммой, описывающей резонансное ($\pi\pi$)-взаимодействие в конечном состоянии. В ряде случаев, по-видимому, разумно пренебречь и интерференцией между изобарными каналами. Так, при больших энергиях пион, родившийся совместно с изобарой, обладает большой энергией и может отличаться от медленного пиона, возникшего от распада изобары. При малых энергиях картина будет обратная: пион, родившийся совместно с изобарой оказывается медленным, а распадший пион — быстрым^{/14/}.

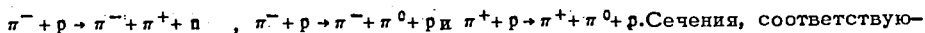
Согласно формуле (2) разность сечений двух изобарных каналов для реакций $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$ определяется частным от деления Δ на $|f_1|^2 - |f_2|^2$. Величина Δ находилась из экспериментальных данных, а разность функций

$|f_1|^2 - |f_2|^2$ вычислялась по изобарной модели Линденбаума и Штерихаймера^{/14/}.

Формула (2) позволяет определять величины

$$\sigma_{(\pi^- \pi^+) \pi^+}, \sigma_{(\pi^0 \rho) \pi^-}, \sigma_{(\pi^- \rho) \pi^0}, \sigma_{(\pi^+ \rho) \pi^0}, \sigma_{(\pi^0 \rho) \pi^+}$$

по экспериментальным данным, полученным при исследовании реакций



Сечения, соответствующие каждому из изобарных каналов этих реакций, могут быть выражены через амплитуды $A_{3/2}^{3/2}$, $A_{3/2}^{1/2}$ (где верхние индексы обозначают полный изотопический спин начальной системы, а нижние — полный изотопический спин вторичных (πN) — систем) и фазовый сдвиг между ними ϕ :

$$\begin{aligned} \sigma_{(\pi^- \pi^+) \pi^+} &= \frac{2}{15} |A_{3/2}^{3/2}|^2 + 2\sqrt{\frac{2}{45}} |A_{3/2}^{3/2}| |A_{3/2}^{1/2}| \cos \phi + \frac{1}{3} |A_{3/2}^{1/2}|^2 \\ \sigma_{(\pi^+ \pi^-) \pi^+} &= \frac{8}{135} |A_{3/2}^{3/2}|^2 - \frac{4}{9} \sqrt{\frac{2}{45}} |A_{3/2}^{3/2}| |A_{3/2}^{1/2}| \cos \phi + \frac{1}{27} |A_{3/2}^{1/2}|^2 \\ \sigma_{(\pi^0 \rho) \pi^+} &= \frac{16}{135} |A_{3/2}^{3/2}|^2 - \frac{8}{9} \sqrt{\frac{2}{45}} |A_{3/2}^{3/2}| |A_{3/2}^{1/2}| \cos \phi + \frac{2}{27} |A_{3/2}^{1/2}|^2 \quad (3) \end{aligned}$$

$$\sigma_{(\pi^- \rho) \pi^0} = \frac{1}{135} |A_{3/2}^{3/2}|^2 - \frac{2}{9} \sqrt{\frac{2}{45}} |A_{3/2}^{3/2}| |A_{3/2}^{1/2}| \cos \phi + \frac{2}{27} |A_{3/2}^{1/2}|^2$$

$$\sigma_{(\pi^+ \rho) \pi^0} = \frac{3}{5} |A_{3/2}^{3/2}|^2$$

$$\sigma_{(\pi^0 \rho) \pi^+} = \frac{4}{15} |A_{3/2}^{3/2}|^2$$

По найденным разностям изобарных сечений можно, пользуясь формулами (3), вычислить модули изотопических амплитуд и фазовый сдвиг между ними, т.е. в конечном результате найти сечения отдельных изобарных каналов.

В реферируемой работе проведен совместный разностный анализ энергетических распределений (πN) — пар от реакций $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$, полученных как в настоящей работе, так и в ряде других работ^{/1,5-7/}. Анализ проводился для интервалов энергий 290–480 Мэв и 780–900 Мэв. Данные в области энергий от 480 до 780 Мэв не анализировались по следующим причинам:

- 1) В районе 550 Мэв функции $|f_1|^2$ и $|f_2|^2$ близки одна к другой, и требование отсутствия интерференции между изобарными каналами мало оправдано.
- 2) Даже при отсутствии интерференции функции $|f_1|^2$ и $|f_2|^2$ должны быть

Т А Б Л И Ц А Ш

(сечения указаны в мб.)

1.	Энергия (Мэв)	290/6/	338/8/	360/1/	430/1/	480/1/	780/1/	820/1/	900/1/ - 905/5/
2.	$\sigma_{(n,n)}^+$ - $\sigma_{(n,n)}^-$	0,16±0,06	0,36±0,08	0,95±0,17	2,8±0,5	5,9±0,9	2,8±0,6*	-	4,0±0,5
3.	$\sigma_{(p,p)}^-$ - $\sigma_{(n,p)}^0$	-	0,003 ±0,032	-	-	-	-	-	0,5±0,3
4.	$\sigma_{(p,p)}^0$ - $\sigma_{(n,p)}^+$	-	-	-	-	-	-	4,0±0,6	3,7±0,6
5.	$\sigma_{(n,n)}^+$ + $\sigma_{(n,n)}^-$	0,20±0,07	0,45±0,10	1,2 ±0,2	3,5±0,6	7,4±1,1	-	-	-
6.	$\sigma_{n,p}^+$	0,61±0,13	1,39±0,06	1,93±0,16	3,7±0,3	5,0±0,3	-	-	-
7	$\sigma_{(p,p)}^-$ + $\sigma_{(n,p)}^0$	0,08±0,03	0,18±0,04	0,47±0,08	1,40±0,2	2,9±0,5	-	-	-
8.	$\sigma_{n,p}^0$	~0,1**	0,20 ±0,03	0,3**	0,8**	~1,5**	-	-	-
9.	$\sigma_{(n,n)}^0$	0,08±0,03	0,18±0,04	0,47±0,08	1,4±0,2	2,9±0,5	-	-	-
10.	$\sigma_{n,p}^0$	-	-	1,3 ±0,1**	1,5±0,1**	-	-	-	-
11.	$\sigma_{(p,p)}^+$ + $\sigma_{(n,p)}^+$	-	-	-	-	-	-	10,4±1,7	9,7±1,6
12.	$\sigma_{n,p}^0$	-	-	-	-	-	-	9,3±0,8	8,6±0,8
13.	$\sigma_{(n,n)}^+$	-	-	-	-	-	-	1,6±0,3	1,5±0,3
14.	$\sigma_{n,p}^+$	-	-	-	-	-	-	1,9±0,3	2,4±0,4

* Для вычисления разности изобарных сечений использовалось полное сечение реакции 1 при энергии 800 Мэв/22/

** Сечения оценены из графиков, приведенных в работе /17/

*** Приведенные величины сечений получены в работе /4/ при энергиях, близких к 360 и 430 Мэв

вычислены с большой точностью, чтобы их разность, составляющая малую величину от самих функций, имела небольшую ошибку.

3) Анализ осложнялся и тем, что сами экспериментальные разности имели низкую точность.

На рис. 3в приведены разностная гистограмма и изобарная кривая при энергии 338 Мэв для реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$. Аналогичные кривые были рассчитаны для всех экспериментальных данных, подвергнутых анализу. Для всех кривых отношение вычисленного значения χ^2 к его среднему значению близко к 1. Хорошее совпадение в пределах имеющегося статистического материала вычисленных и экспериментальных распределений указывает на выполнение условий (а, б, в) применимости формулы (2).

Результаты анализа представлены в таблице III. В ней, помимо разностей $\sigma_{(\pi_1 N') \pi_2} - \sigma_{(\pi_2 N') \pi_1}$, приведены суммы сечений изобарных каналов и для сравнения с ними указаны полные сечения соответствующих реакций.

В ы в о д ы

Результаты настоящей работы можно сформулировать следующим образом:

1. С помощью 25-сантиметровой жидководородной пузырьковой камеры, помещенной в магнитное поле, при энергии π^- -мезонов 338 Мэв изучены две реакции: $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ и $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$. Для них на основании значительного экспериментального материала измерены полные сечения, а также найдены энергетические и угловые распределения вторичных частиц.

2. Предложена процедура обработки экспериментальных распределений $\frac{d\sigma}{d\omega}$ и $\frac{d\sigma}{d\omega_{\pi_2 N'}}$ для реакций $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$, позволяющая выделить вклады $\pi_1 N'$ изобарных каналов в сечения этих реакций.

3. С помощью этой процедуры по экспериментальному материалу, полученному в данной работе, определены разности сечений изобарных каналов для реакций $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ и $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$.

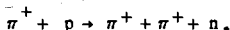
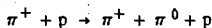
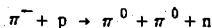
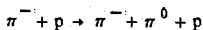
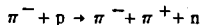
4. Если считать, что изобарные переходы происходят только в состоянии с $T=1/2$, то вклад изобарных каналов в полное сечение реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ при энергии 338 Мэв составляет около 30%. Среди других механизмов, вносящих вклад в полное сечение этой реакции, необходимо отметить механизм, связанный

с $(\pi\pi)$ - взаимодействием в конечном состоянии, проявление которого отчетливо наблюдается в спектре эффективных масс $(\pi^+\pi^-)$ -систем.

5. Основываясь на предыдущем предположении, найдено, что полное сечение реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ в пределах ошибок эксперимента равно сумме сечений изобарных каналов. Из рассмотрения экспериментального распределения $(\pi^0\pi^-)$ пар можно сделать вывод об отсутствии $(\pi\pi)$ - взаимодействия в этой реакции.

6. Из угловых распределений π^+ - мезонов от реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ следует, что изобара $N_{3/2}^*$ при энергии 338 Мэв преимущественно рождается в s - состоянии. Это означает, что образование изобары соответствует переходу $D_{3/2} \rightarrow s p_{3/2}$.

7. С целью определения сечений процессов $\pi + N \rightarrow \pi + N_{3/2}^*$ были проанализированы имеющиеся экспериментальные данные в диапазоне энергий 290-295 Мэв для пяти реакций:



8. Анализ показал, что вклад изобарных каналов в сечения реакций $\pi + N \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + N'$ значителен в интервале энергий 290-305 Мэв.

9. В области энергий 290-360 Мэв в сечения реакций $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ и $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + n$, наряду с изобарными каналами, большой вклад вносят механизмы, не связанные с резонансным (πN) -взаимодействием. В этом же энергетическом интервале полное сечение реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ совпадает с суммой соответствующих изобарных сечений.

10. При энергиях до 430 Мэв изобарные переходы происходят в основном из начального состояния с полным изотопическим спином $T=1/2$, которому соответствует амплитуда $A_{3/2}^{1/2}$. Амплитуда $A_{3/2}^{3/2}$, описывающая изобарные переходы в состоянии $T=3/2$, существенно меньше амплитуды $A_{3/2}^{1/2}$ вплоть до энергии 500 Мэв, выше которой начинается быстрый рост $A_{3/2}^{3/2}$, и вероятности переходов в состояниях с $T=3/2$ и $T=1/2$ становятся сравнимыми.

11. При энергиях 800 Мэв и 905 Мэв сечения реакций $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + p$ и $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + n$ в пределах ошибок совпадают с суммами соответствующих изобарных сечений.

Л и т е р а т у р а

1. J. Kirz, J.Schwartz and R.D.Tripp, *Phys. Rev.*, 130, 2481, 1963.
2. Т.Д. Блохинцева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан. *ЖЭТФ*, 44, 116 (1963).
3. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. *Proc. of the Intern. Conf. on High-Energy Nucl. Phys.*, Geneva, 1962, p. 115.
4. V.C.Barish, R.J.Kurz, V.Perez-Mendez, and J.Solomon, *Phys.Rev.*, 135, B 416, 1964.
5. E.Pickup, E.K.Robinson, E.O.Salant, F.Ayer, V.A.Munir. *Phys. Rev.*, 132, 1819, 1963.
6. В.М. Сидоров. Диссертация ОИЯИ, Дубна, 1962.
7. R.Barloutaud, J.Heughebaert, A.Leveque, C.Loudec, J.Meyer, and D.Tycho, *Nuovo. Cim.*, 27, 238, 1963.
8. Т.Д. Блохинцева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, А.В. Кравцов, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан. *ЯФ*, 1, 103, (1965).
Т.Д. Блохинцева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, А.В. Кравцов, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан, XII международная конференция по физике высоких энергий, т. 1, стр. 51, Дубна, 1964.
9. Т.Д. Блохинцева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан. *ЯФ*, 3, 687 (1966).
10. В.А. Жуков, Л.Л. Неменов, Юань Жун-фан. *ЯФ*, 4, 148 (1966).
11. P. Bareyre, C. Brickman, A. Y. Stirling, and G. Villet, *Phys. Lett.*, 18, 342, 1965
A. Donnachie, A. T. Lea, and C. Lovelace, *Phys. Lett.*, 19, 146, 1965.
12. H.L. Kraybill, D.L. Stonehill, B. Deler, W. Laskar, J.P. Merlo, G. Valladas, and G.W. Tauffest, *Phys. Rev. Lett.*, 16, 863, 1966.
13. J.P. Merlo, G. Valladas, *Proc. Roy. Soc.*, 289, 489, 1966.
14. R.M. Stenheimer and S.J. Lindenbaum, *Phys. Rev.*, 109, 1723, 1958.
15. S. Bergia, F. Bonsignori, and A. Stanghellini, *Nuovo. Cim.*, 16, 1073, 1960.
16. M. Olsson and G.V. Yodh, *Phys. Rev. Lett.*, 10, 353, 1963.
17. M. Olsson and G.V. Yodh, *Univ. of Md. Technical Report*, No 358, 1964.
18. В.В. Анисович, Л.Г. Дахно. *ЖЭТФ*, 46, 1152 (1964).
19. Б.Н. Валуев. *ЖЭТФ*, 47, 649 (1964).
20. Т.Д. Блохинцева, А.Т. Василенко, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан. *ПТЭ*, 5, 51 (1962).

21. L.K.Goodwin, R.W.Kenney, V.Perez-Mendez, Phys.Rev., 122, 655(1961).
 22. C.Gensollen, P.Granet, R.Barloutaud, A.Leveque, and J.Meyer, Preprint, Saclay, 63-8.

Рукопись поступила в издательский отдел
 3 января 1967 г.

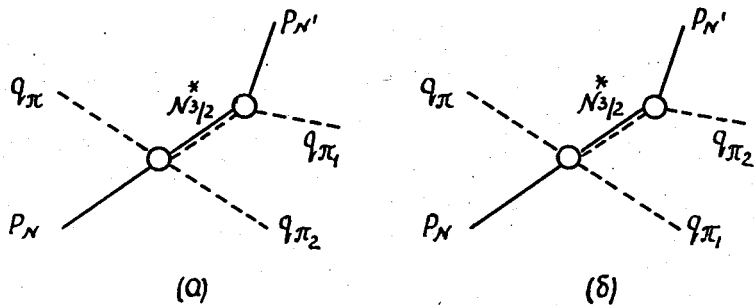


Рис. 1.

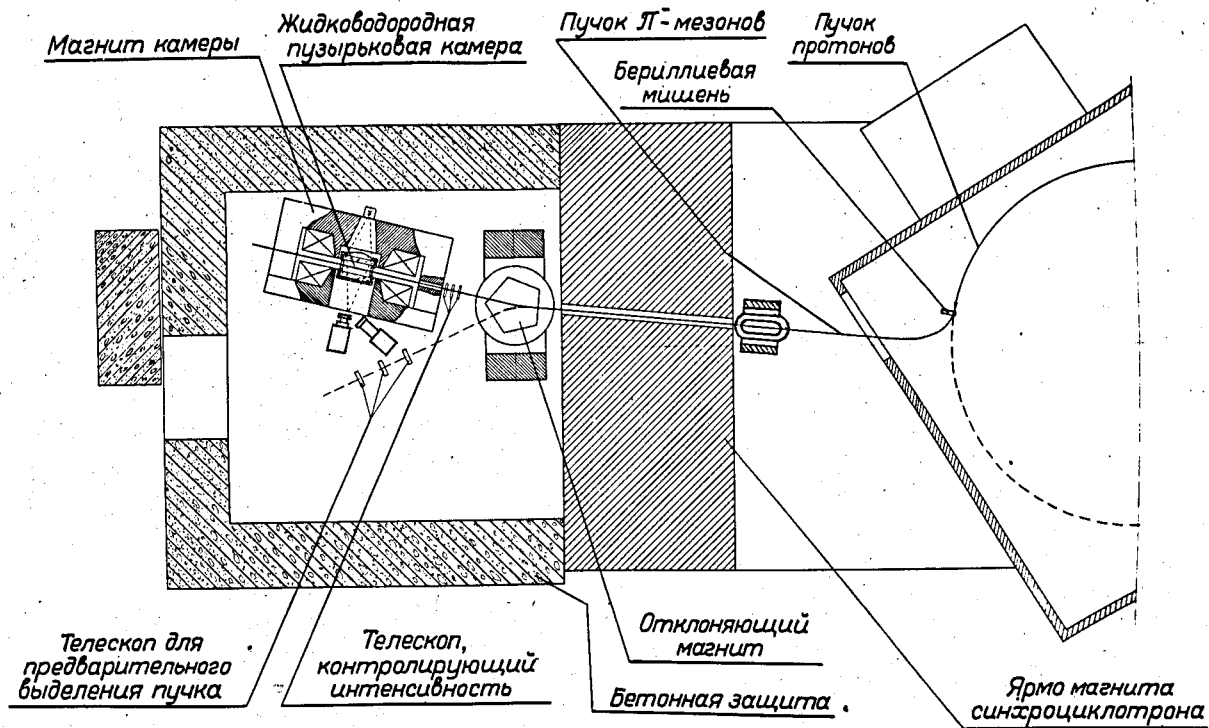


Рис. 2. Схема опыта.

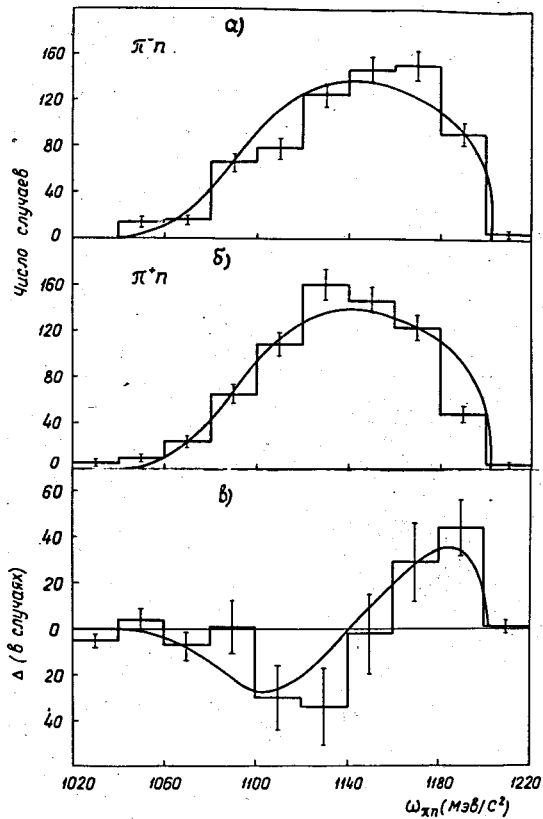


Рис. 3. Распределения 688 случаев реакции (I) по эффективным массам ($\pi^- p$) и ($\pi^+ p$) - систем (графики а, б) и их разность (график в). Кривые на графиках (а, б) рассчитаны по статистической теории. Кривая графика (в) вычислена по формуле $(\sigma_{(\pi^- p)\pi^+} - \sigma_{(\pi^+ p)\pi^-}) \times (|f_1|^2 - |f_2|^2)$.

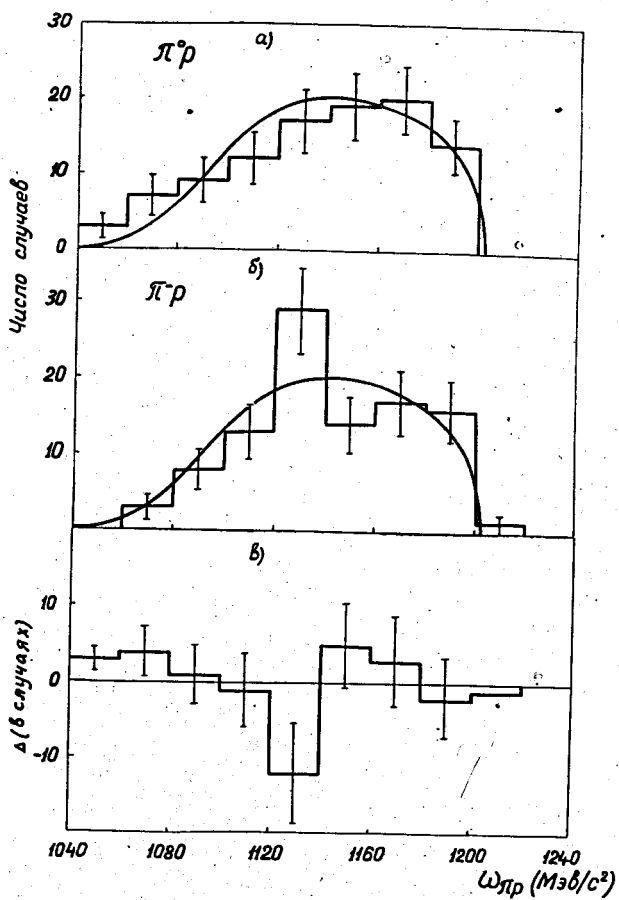


Рис. 4. Распределения 101 события реакции (II) по эффективным массам ($\pi^0 p$) и ($\pi^- p$)-систем (графики а, б) и их разность (график в). Кривые рассчитаны по статистической теории.

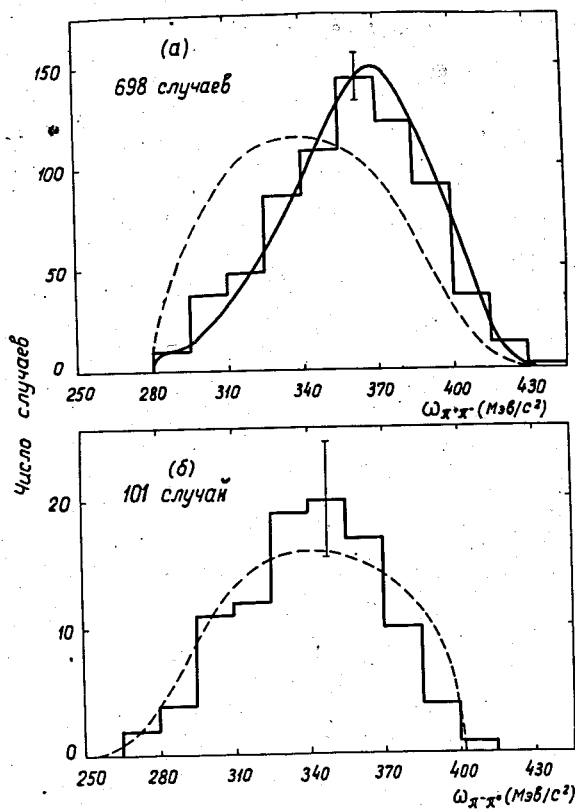


Рис. 5. Распределения событий по эффективным массам (m) — систем: а) для реакции (I), б) для реакции (II). Сплошная кривая вычислена по формуле, приведенной в работе [18]. Пунктирными линиями обозначен фазовый объем.