

С 346,46
А-329

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



1 - 4467

Г.Т.Адылов, К.Вала, П.Зелинский,
Б.А.Кулаков, М.Менсович, Т.С.Нигманов,
Б.Ничипорук, К.Рыбицкий, М.Турала,
Э.Н.Цыганов, О.Чижевский

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ
КОГЕРЕНТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПИОНОВ
С ИМПУЛЬСАМИ $(30 \div 50)$ ГЭВ \cdot С⁻¹ С ЯДРАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

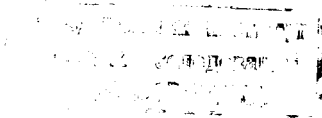
1969

1 - 4467

Г.Т.Адылов, К.Вала, П.Зелинский,
Б.А.Кулаков, М.Менсович, Т.С.Нигманов,
Б.Ничипорук, К.Рыбицкий, М.Турала,
Э.Н.Цыганов, О.Чижевский

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ
КОГЕРЕНТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПИОНОВ
С ИМПУЛЬСАМИ (30÷50) ГЭВ·С⁻¹ С ЯДРАМИ

7848/2 чр.



В последнее время много внимания уделяется проблеме когерентного взаимодействия быстрых частиц с ядрами. Эта проблема изучается на всех больших ускорителях мира. До сих пор когерентное рождение частиц быстрыми пионами на ядрах исследовалось, в основном, с помощью методики ядерных эмульсий и пузырьковых камер.

Основные результаты/1/ по когерентному рождению были получены с помощью пузырьковой камеры, заполненной легким фреоном C_2F_6 , при импульсе первичных пионов 15 и 16 Гэв·с⁻¹. Когерентное рождение оказалось во многом похожим на упругое рассеяние: 1) наклон дифракционного пика определяется размером ядра; 2) сохраняются изоспин,

G-чётность, а спин-чётность принадлежат серии $P = (-1)^{j+1}$.

В предположении, что нуклоны в ядре не скоррелированы, и в пренебрежении поглощением сечение когерентного рождения на ядре можно записать формулой:

$$\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)^{\text{coh}} = \left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_N \cdot A^2 \cdot F^2(q^2), \quad (1)$$

где $(d\sigma/dq^2)_N$ - сечение взаимодействия с отдельным нуклоном, A - массовое число ядра, $F(q^2)$ - формфактор ядра, который при условии $qR < 1$ можно записать как $F(q^2) = \exp(-\langle R^2 \rangle q^2 / 6)$, где R - радиус ядра.

С ростом импульса первичного пиона p_{in} минимальный переданный импульс уменьшается, согласно формуле $q_{min} = (M^2 - m_\pi^2) / 2 p_{in}$,

а квадрат рождаемой когерентно массы M растет линейно:

$$M^2 = m_\pi^2 + 2 m_\pi p_{in} / A^{1/3}.$$

С другой стороны, при высоких энергиях сечение некогерентных каналов на ядре должно падать с энергией пропорционально сечению на свободном нуклоне в том же канале; в то же время ожидается, что сечение когерентного рождения будет слабо меняться с энергией. В результате при исследовании когерентного рождения на ядрах можно обнаружить новые бозонные резонансы с большими массами в системе 2π , 3π , $\rho^0\pi$, $f^0\pi$. Исследование резонансов, обнаруженных по спектру эффективных масс, облегчается тем, что 1) они не связаны с барионными резонансами, т.е. не существует проблемы интерференции между бозонными и барионными резонансами; 2) спин-чётность конечного состояния принадлежит серии $j^P = 0^-, 1^+, 2^- \dots$ с поляризацией, перпендикулярной пучку, что в значительной степени облегчает анализ их квантовых чисел/2,3/.

Из зависимости сечения образования резонансов от массового числа A (эффект поглощения в ядре) можно получить информацию о сечении взаимодействия короткоживущих резонансов с нуклонами, аналогично тому, как это было сделано в работе по фоторождению векторных мезонов на ядрах/4/ и по когерентному рождению на Ne в работе/5/.

Ниже предлагается постановка эксперимента с целью исследования когерентного рождения в реакции



при импульсах первичных пионов в диапазоне (30+50) Гэв·с⁻¹ на разных ядрах.

1. Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Первичный пучок отрицательных частиц, выделяемый дифференциальным черенковским счётчиком \check{C} и сцинтилляционными счётчиками S_1 , S_2 и S_3 , падает на мишень, в качестве которой используются вещества с различными атомными номерами от лития до урана. Счётчики \bar{A}_1 , включенные на антисовпадения, служат для подавления неупругих процессов, идущих с развалом ядра.

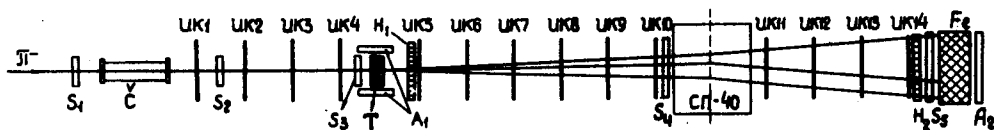


Рис. 1. Схема эксперимента. S_1 , S_2 , S_3 - сцинтилляционные счётчики монитора, S_4 , S_5 - сцинтилляционные счётчики для регистрации вторичных π -мезонов, A_1 , A_2 - сцинтилляционные счётчики, включенные на антисовпадения, T - мишень, H_1 , H_2 - сцинтилляционные годоскопы, C - дифференциальный черенковский счётчик, Fe - фильтр для регистрации μ -мезонов, СП-40 - анализирующий магнит.

Сцинтилляционные счётчики S_4 и S_5 , включенные на совпадения, регистрируют вторичные частицы от взаимодействий частиц первичного пучка с ядрами мишени. Сцинтилляционные годоскопы H_1 и H_2 служат для запуска установки только от трехчастичных (или пятичастичных) событий в конечном состоянии. Для этих целей могут быть использованы также проволочные камеры, работающие в пропорциональном режиме. В конце установки расположен железный фильтр Fe и счётчик \bar{A}_2 , служащий для подавления запусков, в которых хотя бы одна из вторичных частиц является μ -мезоном.

Запуск установки осуществляется событием $\bar{C} S_1 S_2 S_3 S_4 S_5 \bar{A}_1 \bar{A}_2$ при условии, что через сцинтилляционные годоскопы прошло три (пять) вторичных заряженных частиц. Анализ событий осуществляется с помощью проволочных искровых камер с магнитострикционным съемом информации, данные с которых поступают в ЭВМ и записываются на магнитную ленту. Установкой регистрируются углы первичной и вторичных частиц и импульсы вторичных частиц по углу их отклонения в магнитном поле анализирующего магнита.

Для изучения процессов когерентного взаимодействия на ядрах кремния предлагается применить в качестве мишени полупроводниковый кремниевый детектор^{6,7}, амплитудная информация с которого исполь-

зуются для запуска установки и последующего анализа события. Данные, полученные с использованием кремниевого детектора, могут служить также для проверки чистоты выделения событий на других ядрах.

Оценки показывают, что в данной геометрии установки число ложных запусков не превысит $10+20$ за цикл ускорителя (при интенсивности первичного пучка $5 \cdot 10^4$), в то время как установка способна регистрировать до $100+200$ срабатываний в цикл (время растяжки пучка $0,5$ сек).

Основным фоновым процессом, трудно отделимым от исследуемой реакции, является процесс рождения трех быстрых частиц на квазисвободных нуклонах ядра. Можно показать, однако, что в изучаемой области малых переданных импульсов вследствие некогерентности относительный вклад этих процессов оказывается малым, особенно на тяжелых ядрах. Анализ имеющихся экспериментальных данных по изучению процессов упругого рассеяния быстрых частиц на ядрах показывает^{/8/}, что в области переданных импульсов до $180 \text{ Мэв} \cdot \text{с}^{-1}$ вклад рассеяния на квазисвободных нуклонах, например, на ядре меди, не превышает нескольких процентов.

2. Для оценки экспериментальных возможностей предлагаемой установки было проведено моделирование реакции (2) при импульсе первичного π^- -мезона $50 \text{ Гэв} \cdot \text{с}^{-1}$. Дифференциальное сечение реакции (2) разыгрывалось методом Монте-Карло по закону $d\sigma/dq^2 \approx \exp[-a(q^2 - q_{\text{min}}^2)]$, где величина a связана с размером ядра. Затем разыгрывался распад образовавшегося состояния с массой M . В характеристики генерированных таким образом событий (углы первичной и вторичных частиц) вводились также методом случайных чисел ошибки, соответствующие ожидаемой экспериментальной точности измерений. Использовалась реальная геометрия установки и учитывался пространственный, угловой и импульсный разбросы первичного пучка.

На рис. 2 приведена геометрическая эффективность установки в зависимости от величины эффективной массы трех вторичных пионов в системе $\rho^0 \pi^+ \pi^-$.

^{x/} Кривые геометрической эффективности для распадов $M \rightarrow \rho^0 \pi^0$ и $M \rightarrow \rho^0 \pi^+$ практически совпадают. Геометрическая эффективность установки не зависит от переданного четырех-импульса до $q = 600 \text{ Мэв} \cdot \text{с}^{-1}$.

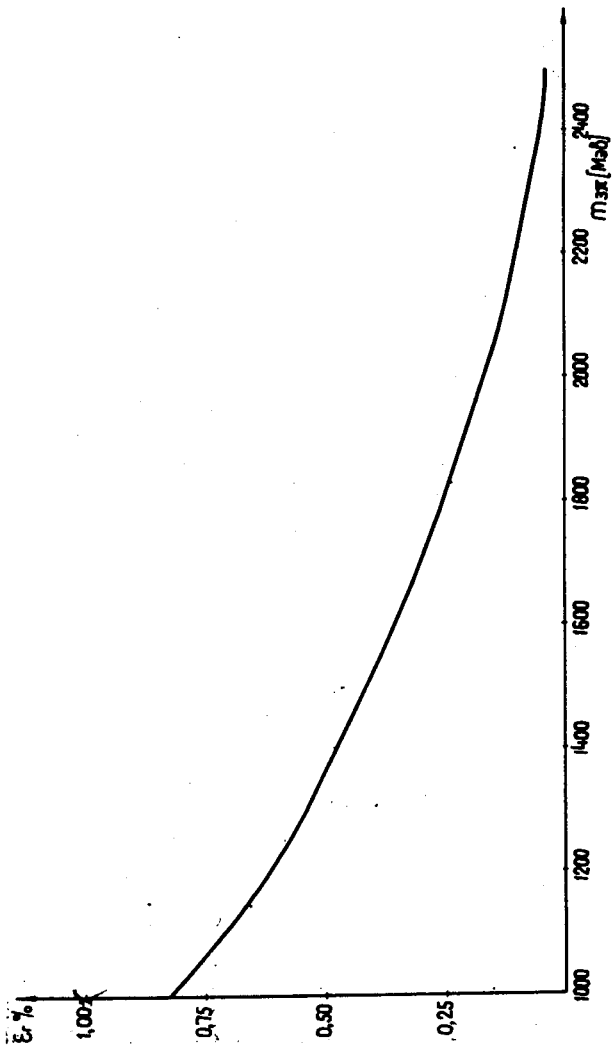


Рис. 2. Зависимость геометрической эффективности установки от величины эффективной массы трех вторичных пионов в системе $\rho^0 \pi$.

При вычислении учитывались следующие параметры установки:

1) средние размеры первичного пучка (5×5) см²; его средняя угловая расходимость - 1,5 мрад;

2) размеры магнитоотрижонных искровых камер до магнита - (60×40) см², после магнита - (150×70) см²; камеры расположены на базе 250 см;

3) напряженность магнитного поля анализирующего магнита СП-40 в рабочем объеме $(100 \times 50 \times 150)$ см³ - 11 кгаусс.

В случае, если ρ^0 и f^0 от распада массы M являются поляризованными, геометрическая эффективность установки падает. Например, эффективность падает примерно в два раза, если распределение по углу вылета π -мезона в системе покоя ρ^0 -мезона имеет вид $\approx \cos^2 \theta_\pi$, где угол θ_π отсчитывается от направления ρ^0 -мезона (см.рис.3).

При моделировании исследовалось влияние различных факторов на величину ошибки в переданном 4-импульсе и в эффективной массе. Результаты расчётов приведены в таблице 1. Как видно из таблицы, основной вклад в суммарную ошибку вносят многократное рассеяние в мишени (эту ошибку можно уменьшить, применяя более тонкую мишень или более легкое вещество) и точность определения направлений треков в искровых

Таблица 1

	Случайная ошибка, обусловленная многократным рассеянием в мишени 0,3 см Рв	Случайная ошибка в измерении полярного угла $\Theta_x = \Theta_y = 0,2$ рад, соответствующая координатной точности $\sigma_x = \sigma_y = 0,4$ мм	Случайная ошибка в импульсе первичного пикона 0,3%
$\sigma_{m3\pi}$	12 Мэв	7 Мэв	< 2 Мэв
σ_q	16 Мэв · с ⁻¹	14 Мэв · с ⁻¹	< 2 Мэв · с ⁻¹

камерах (эту точность можно повысить, увеличивая базу). Мы надеемся также, что нам удастся улучшить координатную точность искровых камер (в расчётах она принималась равной 0,4 мм) до $0,15 \pm 0,2$ мм.

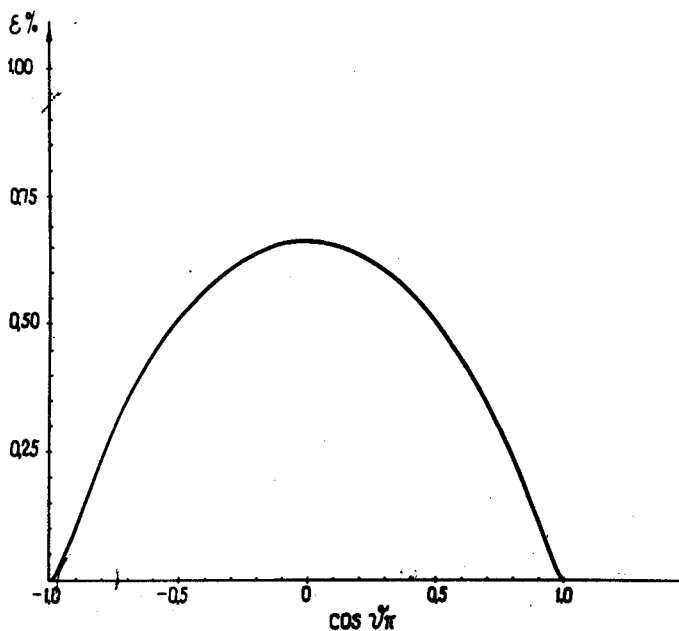


Рис. 3. Зависимость геометрической эффективности установки от величины θ_π , где θ_π отсчитывается от направления движения ρ^0 -мезона в системе покоя массы M (значение массы $M = 1500$ Мэв).

На рис. 4 и 5 приведены распределения событий соответственно по эффективной массе трех пионов (при фиксированном значении $m_{3\pi} = 1100$ Мэв) и по переданному 4-импульсу (при фиксированном значении $q = 100$ Мэв·с⁻¹) для следующих значений параметров установки: толщина мишени - 0,3 см Pb; точность измерения координат искры в камере $\sigma_x = \sigma_y = 0,4$ мм; искровые камеры в блоках до магнита и после его расположены на базе 2 м. Из рисунков видно, что суммарные ошибки в измерении эффективной массы составляют 14 Мэв, а в определении переданного импульса - 21 Мэв·с⁻¹, соответственно.

3. При оценке затрат времени на ускорителе, необходимого для набора статистики 10^4 событий, для одного значения первичного импульса и атомного номера мишени A принималось:

- 1) геометрическая эффективность установки равна 0,2;
- 2) эффективность регистрации события искровыми камерами равна 0,8;
- 3) интенсивность первичного пучка $5 \cdot 10^4$ π^- /цикл;
- 4) частота циклов ускорения 0,1 сек⁻¹;
- 5) сечение когерентного рождения 10 мбарн/1/;
- 6) толщина мишени составляет $1 \cdot 10^{22}$ атомов·см⁻² (что соответствует 0,3 см Pb или 0,2 см Si).

В этом случае необходимое время на ускорителе составляет 15 часов.

Таким образом, предлагаемая экспериментальная установка:

- 1) обладает хорошим разрешением (точность измерения эффективной массы по крайней мере в пять раз лучше, чем в пропановой камере);
- 2) обладает быстротой набора статистики;
- 3) позволяет исследовать процесс когерентного рождения на разных ядрах, а также применять кристаллические детекторы (в случае кремния) для измерения энергии, передаваемой ядру.

Полученный экспериментальный материал будет анализироваться с точки зрения:

- 1) зависимости сечения когерентного рождения от энергии первичного пиона и массового числа A мишени;

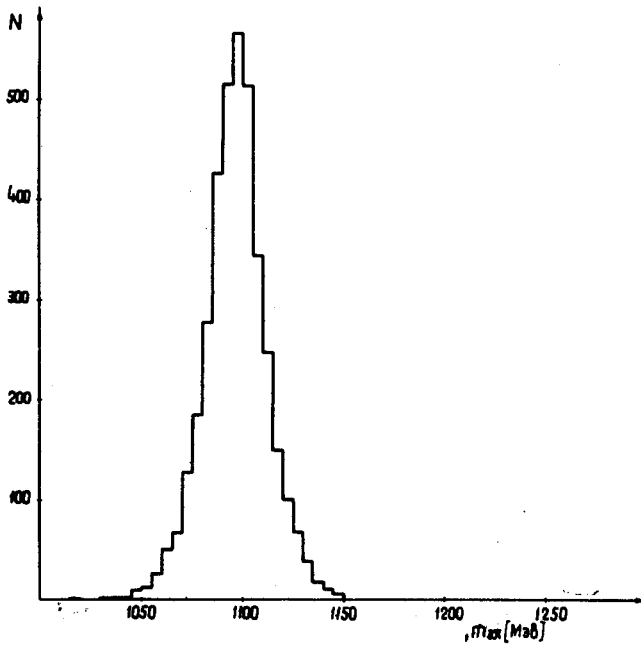


Рис. 4. Распределение событий по эффективной массе трех пионов для следующих значений параметров: $m_{\pi} = 1100$ МэВ, толщина мишени 0,3 см Рb, ошибка в первичном импульсе 0,3%, ошибка в измерении углов 0,3 мрад.

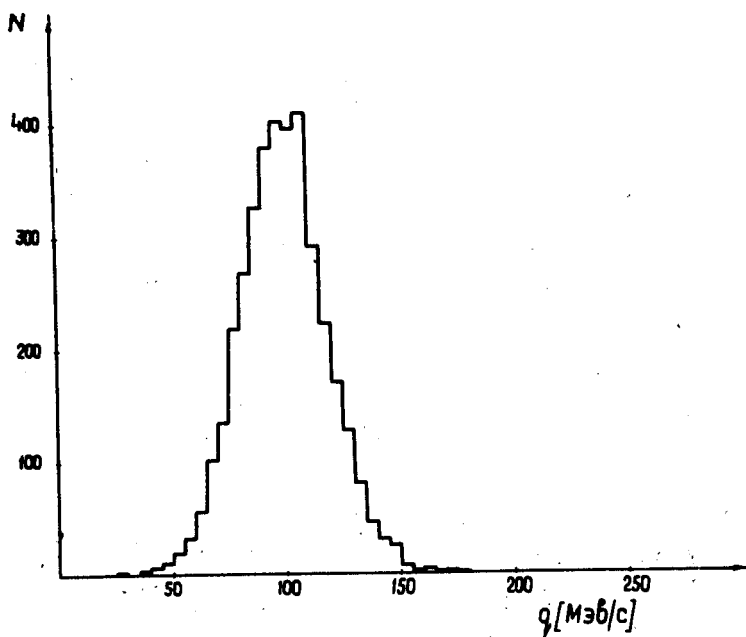


Рис. 5. Распределение событий по переданному 4-импульсу для следующих значений параметров: $q = 100 \text{ МэВ}\cdot\text{с}^{-1}$, толщина мишени $0,3 \text{ см Pb}$, ошибка в определении первичного импульса $0,3\%$, ошибка в измерении углов $0,3 \text{ мрад}$.

2) исследования свойств рождающейся системы – поиск тяжелых бозонных резонансов, а затем определение их квантовых чисел (спин, четность);

3) определение полного сечения взаимодействия рождающейся системы (резонанса) с нуклоном.

Полное время на ускорителе, необходимое для исследования когерентного рождения на различных ядрах и при нескольких первичных энергиях, составляет ≈ 300 часов.

II. Установка, предложенная для исследования процессов когерентного рождения на ядрах, с небольшими изменениями может быть использована для изучения упругого рассеяния π -мезонов с импульсами $(30+50)$ Гэв \cdot с $^{-1}$ на ядрах с целью определения вещественной части амплитуды рассеяния либо из эффекта интерференции между кулоновской и ядерной амплитудами, либо по глубине первого дифракционного минимума.

В последнее время физика высоких энергий значительно продвинулась вперед в понимании процессов рассеяния частиц высоких энергий на ядрах. Особенно подробно были проанализированы последние эксперименты по рассеянию протонов на ядрах/10/. Модели, применяемые при описании соударений адронов с ядрами/9/, включают в себя самые общие элементы описания взаимодействия всех сильновзаимодействующих частиц, и, по-видимому, будут применимы для описания соударения адронов при очень больших энергиях. В связи с этим кажется интересным изучать рассеяние пионов высокой энергии с ядрами, обладающими следующими свойствами:

1) спин ядра равен нулю (в этом случае в матрице рассеяния имеется только один скалярный член);

2) масса ядра велика (в этом случае первый дифракционный минимум лежит в области малых углов);

3) ядро сферическое.

Таковыми ядрами являются, например, ядра ^{28}Si , ^{30}Si , ^{208}Pb .

В случае конечного аппаратного разрешения измеренное дифференциальное сечение может оказаться просуммированным по всем воз-

бужденным состояниям ядра. В настоящее время кажется, что в случае свинца эти эффекты можно достаточно точно вычислить^{х/}.

Постановка эксперимента по изучению упругого рассеяния пионов на ядрах аналогична той, которая описана в работе^{/8/}. Сечение упругого рассеяния на ядрах велико, геометрическая эффективность установки близка к 100%, поэтому время набора достаточно большой статистики очень мало.

Для выполнения программы измерения упругого рассеяния на различных ядрах в 5-10 точках по энергии потребуется 100 часов работы на ускорителе.

Л и т е р а т у р а

1. J.J.Veillet.

Topical Conference on High Energy Collisions of Hadrons CERN
January 1968, v.1, p.537.

2. S.Berman and S.Drell.

Phys. Rev. Lett., 11, 220 (1963).

3. C.Zemach. Phys. Rev., 133B, 1200 (1964).

4. J.G.Asbury et al. Phys. Rev. Lett., 19, 865 (1967).

5. F.R.Huson, D.J.Miller and J.S.O'Neill. International Conference
on High Energy Physics, Vienna 1968, p.381.

6. R.L.Lander, W.A.W.Mehlhop, H.J.Lubatti and G.L.Schnurmacher.
Nucl. Instr. and Meth., 42, 261 (1966).

7. R.L.Lander, G.Bellini, L.Holloway, H.J.Lubatti and L.Marcus.
Nucl. Instr. and Meth., 67, 173 (1969).

8. G.Bellettini, G.Cocconi, A.N.Diddens, E.Lillethun, G.Matthiae,
J.P.Scanlon and A.M.Wetherell. Nucl. Phys., 79, 609 (1966).

^{х/} Эти вычисления производятся в Институте ядерной физики в Кракове В, Чижем и др.

9. W.Czyż and L.S.Maximon.

Annals of Physics, 52, 59 (1969).

10. H.Palevsky et al. *Phys. Rev. Lett.*, 18 1200 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел

6 мая 1968 года.