

УДК 539.17 + 539.14

## ИЗМЕРЕНИЕ АСИММЕТРИИ РОЖДЕНИЯ ПИОНОВ, КАОНОВ И ПРОТОНОВ ВЕКТОРНО ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ДЕЙТРОНАМИ НА ЯДРАХ УГЛЕРОДА

*А.А.Балдин, Л.Г.Ефимов, В.С.Пантуев\*, С.Н.Филиппов\*, В.В.Борисов, Т.А.Голубева\*, В.С.Королев, К.В.Михайлов, С.В.Семашко*

Представлены новые экспериментальные данные по асимметрии рождения частиц в реакции  $d\uparrow + {}^{12}\text{C} \rightarrow (\pi, \text{K}, \text{p}) + \text{X}$  на пучках векторно поляризованных дейтронов с энергиями 1,23 и 2,5 ГэВ/нуклон. Вторичные частицы регистрировались под углом  $24^\circ$  с импульсами 0,8 и 1 ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### Measurement of the Asymmetry of Pions, Kaons and Protons Production by Vector Polarized Deuterons on Carbon Nuclei

*A.A.Baldin et al.*

The new experimental data on the asymmetry of particles production via the reaction  $d\uparrow + {}^{12}\text{C} \rightarrow (\pi, \text{K}, \text{p}) + \text{X}$  in beams of vector polarized deuterons with energies 1.23 and 2.5 GeV/nucleon are presented. Secondary particles were detected at an angle of  $24^\circ$  with 0.8 and 1 GeV/c momentum.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR,

#### 1. Введение

Среди фундаментальных проблем современной ядерной физики особое значение имеют проблемы конфайнмента в сильных взаимодействиях, происхождения спина нуклона, структуры вакуума в квантовой хромодинамике (КХД). Решение этих проблем имеет отношение не только к ядерной физике, но также к физике элементарных частиц и астрофизике [1]. Одним из путей исследования данной проблематики является экспериментальное изучение спиновых эффектов в переходной области энергий. Согласно исследованиям кумулятивного и глубоко подпорогового рождения адронов, переходная область от нуклонных к кварк-глюонным степеням свободы ядерной материи соответствует энергиями релятивистских ядер от сотен МэВ до  $\sim 10$  ГэВ [2].

В обзоре [3] для описания спиновых явлений в сильных взаимодействиях обосновывается введение инстантонного механизма. В рамках модели вакуума КХД как жид-

---

\*Институт ядерных исследований Российской Академии наук, Москва

кости инстантонов удастся качественно объяснить проявление спиновых и ароматных эффектов в адронных процессах. При этом данные эффекты должны проявить себя наиболее ярко именно в переходной области энергий.

В настоящее время не существует законченной теории поляризационных явлений в адрон-ядерных взаимодействиях, поэтому необходимы количественные измерения величин поляризационных эффектов в зависимости от энергии, передачи импульса и типа изучаемых частиц.

Изучение спиновых явлений в области переходного режима только начинается [4]. Особенно благоприятные условия для таких исследований созданы на ускорительном комплексе ЛВЭ ОИЯИ [5].

Цель настоящей работы состояла в экспериментальном изучении односпиновых асимметрий на пучках векторно поляризованных дейтронов в реакции  $d\uparrow + {}^{12}\text{C} \rightarrow (\pi, \text{K}, \rho) + \text{X}$  в зависимости от энергии налетающих дейтронов и импульса вторичных частиц.

## 2. Методика измерений

Измерения проводились на выведенном пучке векторно поляризованных дейтронов синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. В качестве спектрометра вторичных частиц использовался магнитный канал установки КАСПИЙ ИЯИ РАН.

Схема эксперимента представлена на рис.1. Магнитные элементы спектрометра (квадрупольные линзы 1 + 4 ML-17 и магниты 1SP-94, 1SP40) работали в статическом режиме электропитания. Задание и коррекция требуемых режимов работы магнитных элементов осуществлялись на основе периодического опроса калиброванных датчиков Холла, расположенных непосредственно на полюсах. Для контроля режима транспортировки пучка по каналу ВП1 на исследуемую мишень датчиками Холла были оснащены также полюса двух линз (1K200, 2K200) и магнита (2SP94). Показания всех датчиков Холла записывались с помощью специальной автоматизированной системы по каждому сбросу ускорителя.

Канал выделял вторичные заряженные частицы, родившиеся под углом  $24^\circ$ , при импульсном захвате  $\pm 5\%$ . Поскольку эксперимент проводился параллельно с исследованиями на других установках и изменялся режим вывода пучка, аксептанс канала составлял 7 и 9,8 мср. % в зависимости от места расположения мишени в фокусе F4 выведенного пучка.

Для регистрации и идентификации частиц применялась методика измерения времени пролета частиц через вторую часть спектрометра на базе 7 м. В качестве детекторов частиц использовались три сцинтилляционных счетчика с размерами  $18 \times 20 \text{ см}^2$ . Последний сцинтиллятор служил для выработки временной отметки «старт» и просматривался с одной стороны. Два других сцинтиллятора просматривались ФЭУ ХР2020 с обеих сторон и выработывали четыре сигнала «стоп».

Оценка времени пролета проводилась в режиме off-line по формуле компенсации временной задержки в длинных сцинтилляторах:

$$t = (t_1 + t_2)/2 - (t_3 + t_4)/2,$$

где  $t_1$  и  $t_2$  — времена пролета, измеренные первым счетчиком, а  $t_3$  и  $t_4$  — вторым.

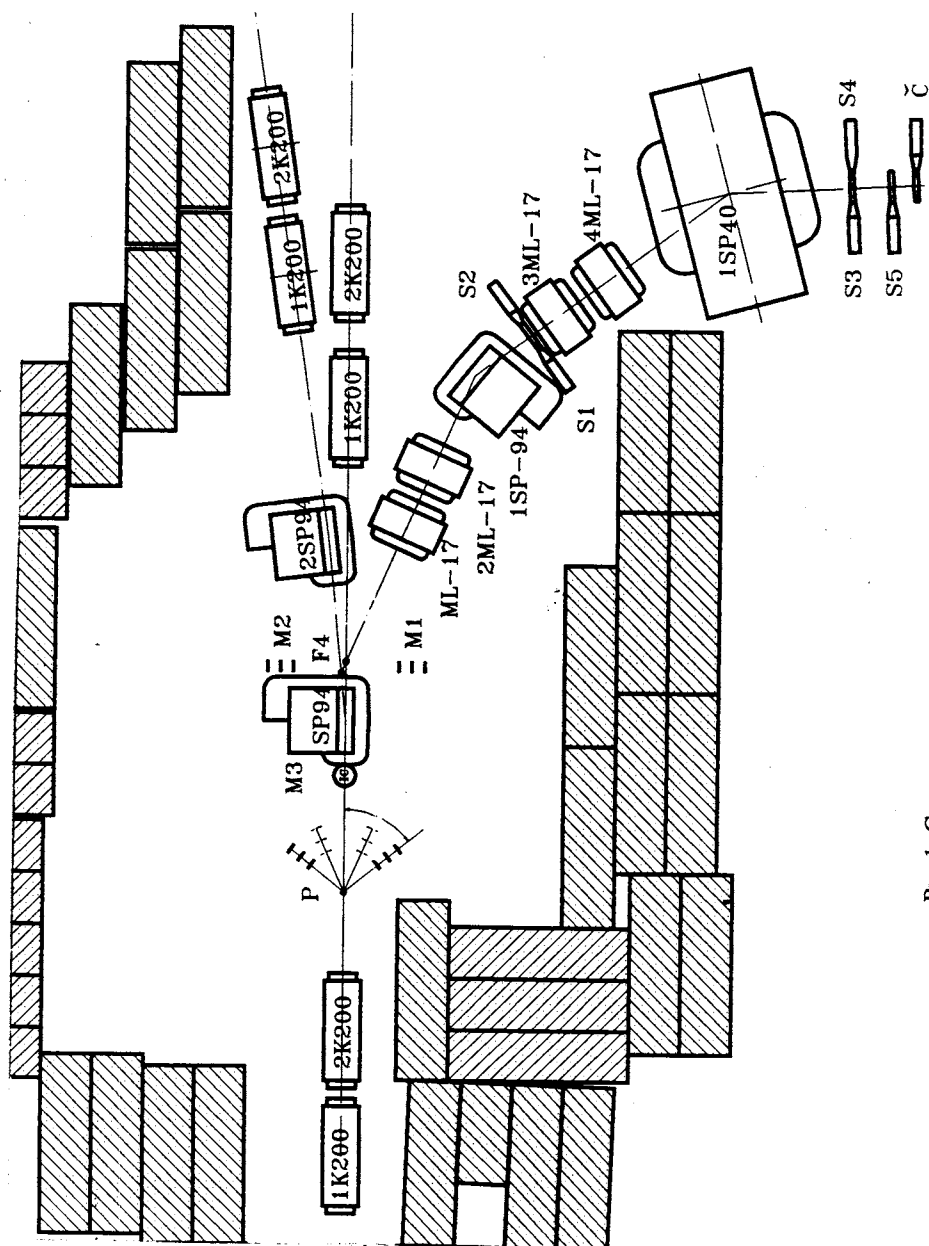


Рис. 1. Схема эксперимента

Со всех ФЭУ дополнительно снималась информация о величине амплитудного сигнала  $\Delta E$ . Поскольку для получения временной отметки использовались формирователи с постоянным порогом, аналоговая информация сигнала с ФЭУ позволяла провести коррекцию на зависимость вырабатываемой временной отметки от амплитуды сигнала. Коррекция проводилась по формуле

$$t^{\text{кор}} = t + \frac{a_i}{\sqrt{\Delta E - b_i}}, \quad i = 1 + 4,$$

где параметры  $a$  и  $b$  подбирались фитированием.

Полученная после введения поправок величина временного разрешения  $\sigma = \pm 300$  пс определяется, в основном, разбросом длин траекторий частиц в магнитном спектрометре. На рис.2 показан времяпролетный спектр регистрируемых частиц с импульсом 800 МэВ/с после введения указанных поправок. Протонный пик подавлен логикой выработки триггера.

При измерении выходов  $K^+$ -мезонов с импульсом 800 МэВ/с для режекции пионов использовался детектор черенковского излучения с радиатором из плексигласа, работающий в режиме полного внутреннего отражения.

Измерение степени поляризации пучка традиционно проводилось на базе установки АЛЬФА [6]. Во время наших измерений степень поляризации падающих на мишень дейтронов составляла  $0,53 \pm 0,03$ . Дополнительно осуществлялся контроль степени поляризации во время набора статистики с помощью независимого поляриметра (Р), расположенного перед мишенью [7].

В качестве исследуемой мишени использовался реакторный графит. Толщина мишени в большинстве измерений составляла  $0,5 \text{ г/см}^2$ . При измерении выхода каонов

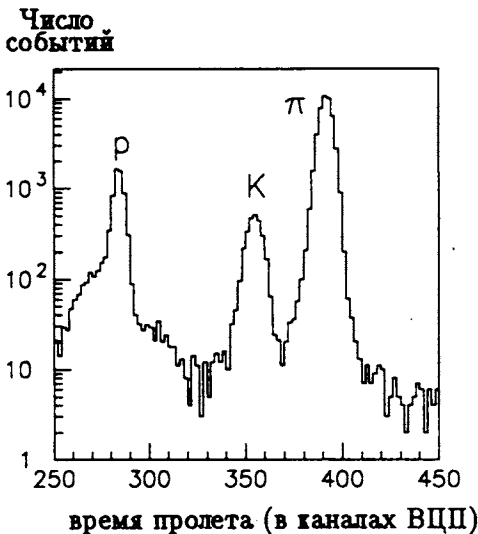


Рис.2. Спектр по времени пролета после введения поправок. Импульс частиц — 800 МэВ/с. Энергия пучка — 2,5 ГэВ/нуклон. Цена канала ВЦП — около 100 пс

толщина мишени была увеличена до  $8 \text{ г/см}^2$ . Интенсивность падающего пучка составляла в среднем  $5 \cdot 10^8$  ядер дейтерия за цикл ускорителя.

Особое внимание было уделено мониторингованию дейтронного пучка, падающего на мишень. Чтобы избежать возможных систематических ошибок измерений, была установлена система мониторов. Два монитора М1 и М2, каждый из которых выполнялся в виде трех сцинтилляционных счетчиков, располагались симметрично слева и справа от мишени под углами, близкими к  $90^\circ$ . Эти мониторы захватывали примерно равные телесные углы и просматривали всю мишень. В качестве третьего монитора М3 использовалась газовая ионизационная камера (IC), расположенная в прямом пучке в 2 метрах перед мишенью. Ионизационная камера давала информацию об интенсивности выведенного пучка.

### 3. Организация сбора данных

Блок-схема системы сбора данных показана на рис.3. Принимаемый сигнал от каждого из сцинтилляционных S1—S5 и черенковского  $\check{C}$  детекторов разветвлялся пассивными делителями на два равных сигнала. Одна группа сигналов поступала на пороговые формирователи Ф для выработки триггеров, временных и счетных измерений. Другая группа подавалась на аналоговые входы 10-разрядных зарядоцифровых преобразователей ЗЦП с диапазоном до 200 нК, что обеспечивало амплитудный анализ сигналов в ФЭУ.

Триггеры, соответствующие выбираемым комбинациям совпадений сформированных сигналов от всех указанных детекторов, вырабатывались в программно-управляемых модулях быстрого логического отбора ЛО. Триггерная логика позволяла настраивать систему на регистрацию определенного типа частиц: отдельно протонов и пионов или пионов, каонов и протонов одновременно.

Выходной сигнал ЛО «событие» представлял собой триггер, принудительно запираемый на время считывания данных в ЭВМ. Каждая активизация выхода «событие», помимо выработки запрещающего сигнала «veto», вызывала стробирование ЗЦП, разрешала старт времяцифровых преобразователей ВЦП по сигналу с S5, а также инициировала прерывание ЭВМ для чтения образа зарегистрированного события. В качестве ВЦП применялись модули с диапазоном измеряемых интервалов до 100 нс и разрешением 100 пс/канал.

Сигналы совпадений в мониторах M1, M2 и сигнал от ионизационной камеры M3 подавались на две группы быстрых счетчиков (150 МГц). В одной группе фиксировался полный счет мониторов. Другая группа счетчиков запиралась по сигналу «veto» и служила для оценки интенсивности пучка в режиме «живого» времени. Данные со всех счетчиков, а также метка знака поляризации выведенного пучка считывались по концу каждого цикла ускорителя.

Аппаратура системы выполнена в виде стандартной многокрейтной ветви КАМАК, подключаемой к персональной ЭВМ типа IBM PC/AT через устанавливаемый в ЭВМ адаптер шины UNIBUS и специализированный модуль ИС — интерфейс UNIBUS в системном крейте. Применение этих средств сопряжения обеспечивало возможность ручного тестирования электронной аппаратуры, а также синхронизацию системы в режиме реального времени с помощью встроенного в ИС регистра внешних запросов прерывания.

### 4. Обработка данных

В первую очередь проводилась селекция событий по сбросам на основании информации с мониторов. По результатам каждого измерения просматривалась зависимость интенсивности пучка  $M_3$  от номера сброса. Области резкого изменения интенсивности забраковывались, поскольку связаны с изменением режимов работы ускорительного тракта или канала медленного вывода. События из таких сбросов не учитывались.

На следующем этапе проводилось исследование поведения счетов мониторов  $M_1$  и  $M_2$  от знака поляризации. Интересно отметить, что отношение  $M_1/M_3$  при положительном знаке поляризации систематически больше этого же значения  $M_1/M_3$  при

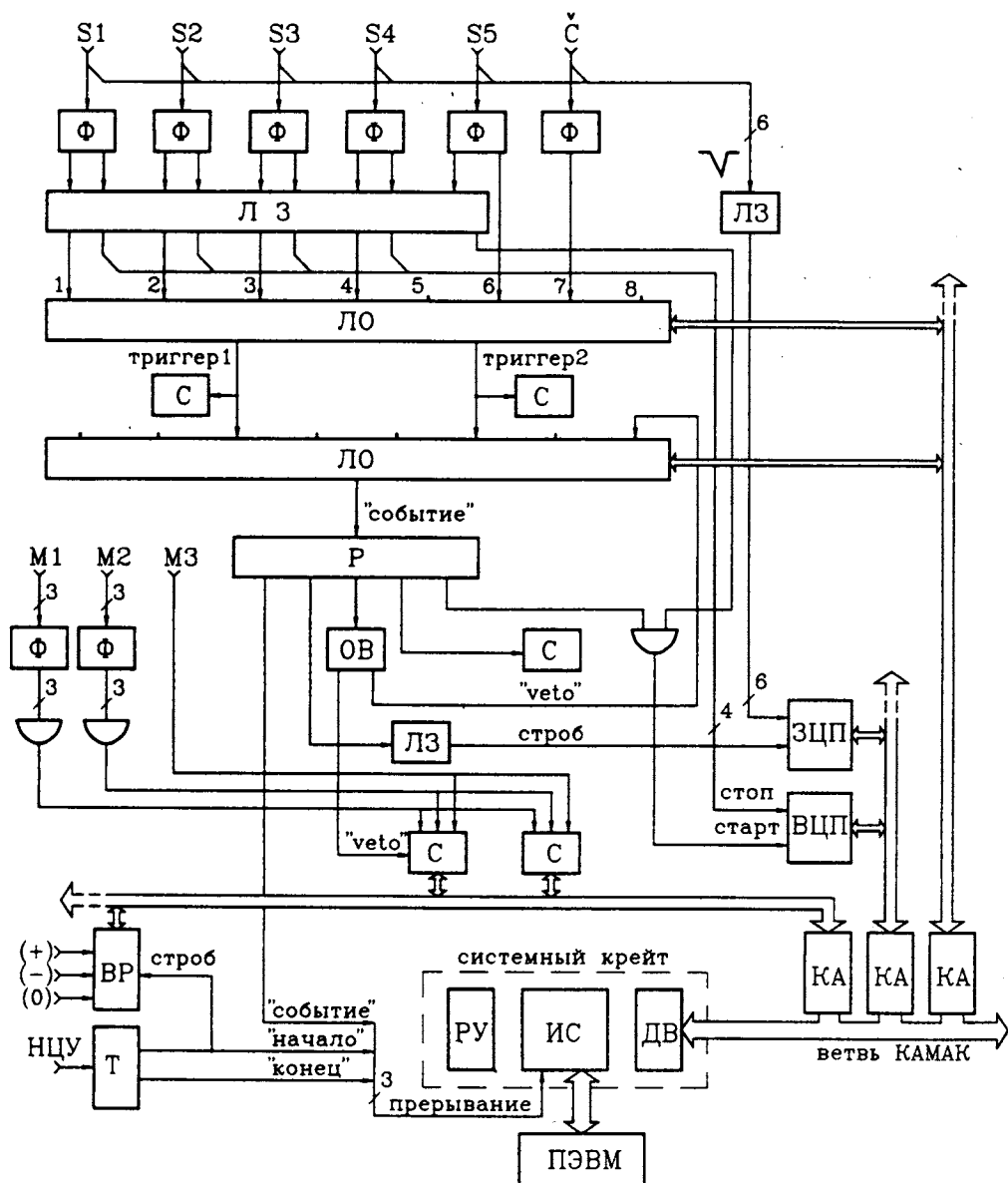


Рис.3. Блок-схема системы сбора данных. ЛЗ — линии задержки, Р — разветвитель сигналов, ОВ — одновибратор, С — счетчики, ВР — входной регистр, РУ — модуль ручного управления, ДВ — драйвер ветви, КА — крайт-контроллеры А-типа, Т — таймер, НЦУ — внешний синхросигнал «начало цикла ускорения»

отрицательном знаке. Обратное поведение наблюдается для  $M_2$ :  $M_2^-/M_3^- > M_2^+/M_3^+$  (верхний индекс означает знак поляризации). Величина эффекта составляет 2—3% при

статистической обеспеченности 0,7%. Таким образом, мониторы  $M_1$  и  $M_2$  оказались чувствительны к знаку поляризации налетающих дейтронов. При этом

$$M_1^+ > M_1^0 > M_1^-, \quad M_2^+ < M_2^0 < M_2^-.$$

В ходе измерений проводился визуальный контроль формы и положения пучка вдоль тракта медленного вывода и непосредственно перед мишенью по профилометрам. Каких-либо существенных отличий по форме и положению пучка при разных знаках поляризации не наблюдалось.

Далее, были проверены соотношения

$$(M_1^- + M_1^+) / (M_3^- + M_3^+), \quad M_1^0 / M_3^0$$

и аналогичные выражения для  $M_2$ . Исследования показали, что значения мониторов  $M_1$  и  $M_2$ , усредненные по положительному и отрицательному знакам поляризации, совпадают в пределах статистических ошибок с аналогичными значениями в случае отсутствия поляризации. Это указывает на общую самосогласованность и надежность системы мониторинга.

Величина асимметрии рассчитывалась по формуле

$$A = \left( \frac{N^+}{M^+} - \frac{N^-}{M^-} \right) / \left( \frac{N^+}{M^+} + \frac{N^-}{M^-} \right),$$

где  $N^\pm$  — число зарегистрированных частиц при соответствующих знаках поляризации, а  $M^\pm$  — нормировка на число падающих дейтронов.

В качестве  $M^\pm$  можно использовать показания ионизационной камеры ( $M_3$ ), однако тщательное рассмотрение отношений счетов  $N^\pm / M_3^\pm$  и  $N^\pm / M_{1(2)}^\pm$  показало, что в некоторых случаях наблюдается нарушение линейной зависимости числа рассеянных частиц от показаний ионизационной камеры, в то время как для зависимости  $M_1$  от  $M_2$  отклонений не наблюдалось. На рис.4а показана зависимость счета монитора от показаний ионизационной камеры и на рис.4б — зависимость показаний ионизационной камеры от номера сброса. Выделенной области на рис.4а соответствуют отмеченные стрелками группы сбросов на рис.4б.

Этот эффект можно объяснить влиянием конечных и сравнимых размеров пучка и мишени, расфокусировкой или отклонением пучка, а также тем фактом, что ионизационная камера располагалась сравнительно далеко — на расстоянии 2 м — от мишени. Данные из показанных на рис.4б сбросов не учитывались, однако во избежание возможных ошибок мы предпочли использовать нормировку на мониторы:

$$M^+ = \frac{1}{2} (M_1^+ + k \cdot M_2^+), \quad M^- = \frac{1}{2} (M_1^- + k \cdot M_2^-), \quad (1)$$

$$k = (M_1^+ + M_1^-) / (M_2^+ + M_2^-). \quad (2)$$

Выражения (1) позволили исключить зависимость нормировки от знака поляризации, а коэффициент  $k$  введен для учета разницы геометрических и аппаратурных факторов

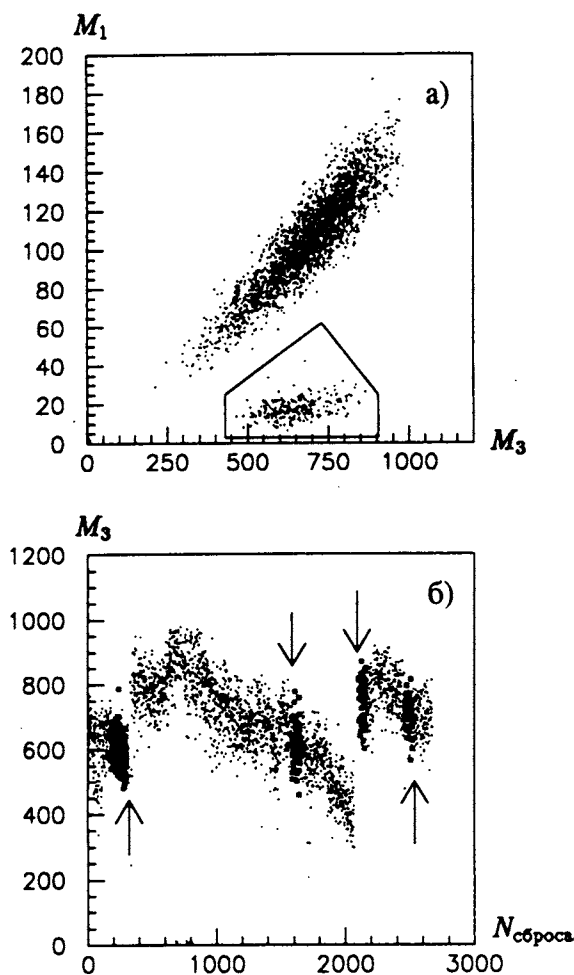


Рис.4. а). Зависимость счета монитора  $M_1$  от показаний ионизационной камеры. Выделенная область исключена из обработки. б). Зависимость показаний ионизационной камеры от номера сброса. Отмеченные участки соответствуют выделенной области на рис.4а

обоих мониторов. В качестве (2) использовалось также независимое отношение  $M_1^0/M_2^0$ , однако не все наборы статистики проводились с неполяризованным пучком.

Для вычисленных таким образом значений  $M^\pm$  отношение  $M^+/M^-$ , усредненное по все наборам данных, равно  $1,003 \pm 0,023$  (до введения поправки эта величина составляла  $0,979 \pm 0,025$ ). Кроме того, рассматривалось отношение  $M^\pm/M_3^\pm$  для тех измерений, которые удовлетворяли строгим критериям отбора по стабильности и интенсивности пучка. Для таких наборов данных это отношение оставалось постоянным в пределах одной статистической ошибки.

## 5. Результаты измерений

На рис.5 показана зависимость асимметрии рождения пионов, каонов и протонов от кинетической энергии налетающих дейтронов.

В приводимой ниже таблице даны численные значения полученных результатов измерений.

Для некоторых экспериментальных точек было проведено по несколько измерений. В этом случае в таблице указано средневзвешенное значение величины асимметрии с учетом статистических ошибок измерений.

Наблюдается уменьшение величины асимметрии как с увеличением энергии налетающих дейтронов, так и с увеличением импульса вторичных частиц.



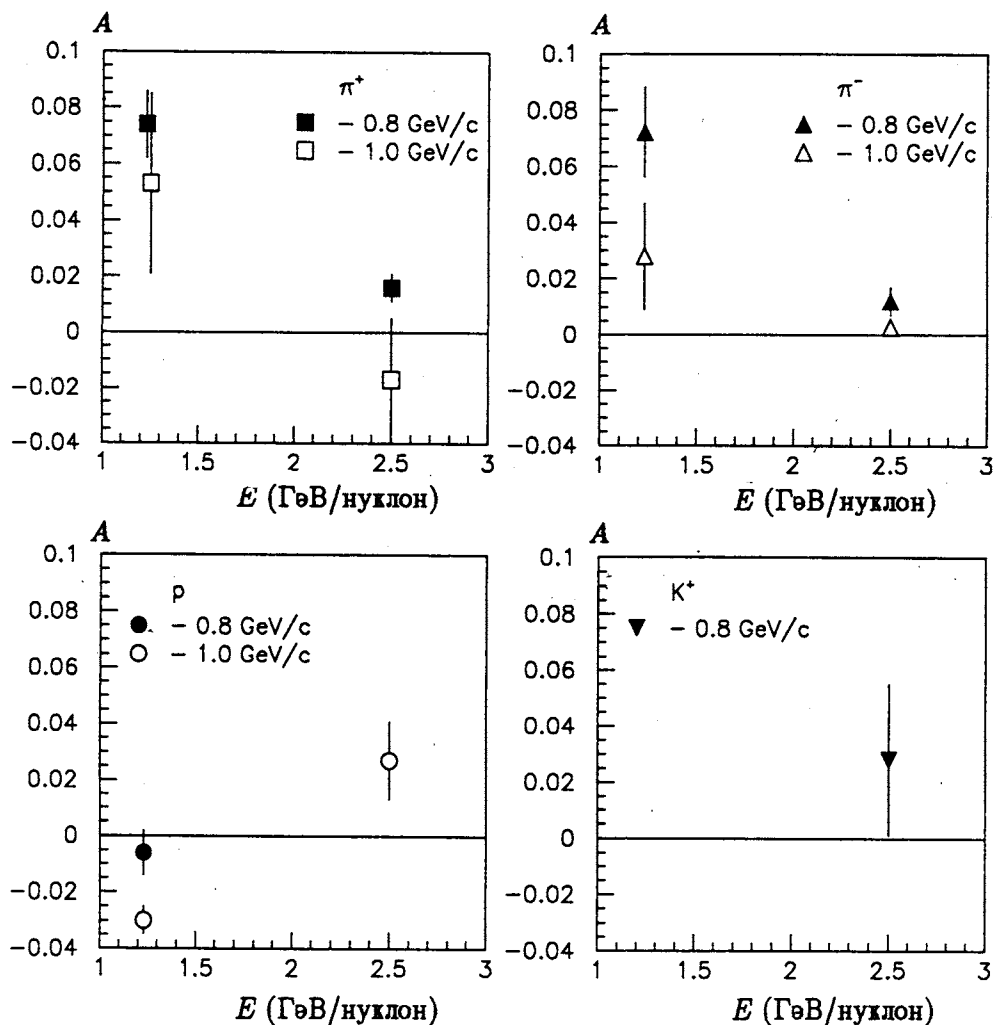


Рис.5. Зависимость асимметрии рождения частиц от кинетической энергии налетающих дейтронов

Таблица

$E$ , ГэВ/нуклон	$p$ , ГэВ/с	Асимметрия			
		$\pi^+$	$\pi^-$	p	$K^+$
1,23	0,8	$0,07 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,02$	$-0,006 \pm 0,008$	—
1,23	1,0	$0,05 \pm 0,03$	$0,03 \pm 0,02$	$-0,030 \pm 0,005$	—
2,5	0,8	$0,016 \pm 0,005$	$0,012 \pm 0,05$	—	$0,03 \pm 0,03$
2,5	1,0	$-0,02 \pm 0,02$	$0,003 \pm 0,003$	—	—

Мы надеемся, что полученные данные будут полезны для критического анализа и разработки различных теоретических подходов.

## 6. Благодарности

Мы благодарим Российский фонд фундаментальных исследований (грант №94-02-03515) и Фонд Сороса (грант №N6K300) за поддержку этой работы.

Мы приносим глубокую благодарность А.М.Балдину, А.С.Водопьянову, А.Д.Коваленко и А.Н.Сисакиану за постоянное внимание и активное содействие нашим исследованиям.

Авторы искренне признательны Ю.А.Панебратцеву, Н.М.Пискунову, А.Н.Прокофьеву, Е.А.Строковскому, М.В.Токареву и В.А.Шарову за полезные советы и обсуждения.

Мы также признательны А.Б.Курепину за предоставленную возможность выполнения измерений на установке КАСПИЙ ИЯИ РАН.

Считаем своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность сотрудникам Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, оказавшим помощь в проведении эксперимента, а также обеспечившим работоспособность всех систем синхрофазотрона и поляризованного источника.

## Литература

1. Voloshin M.B. — In: Proc. of the XXVII Int. Conf. on High Energy Physics (Glasgow, UK, July 20—27, 1994), Inst. of Phys. Publishing, BS1 6NX, Bristol, UK, 1995, p.128;  
Jaff R.L., Maohar A. — Nucl. Phys., 1990, vol.B337, p.509.
2. Балдин А.М. — ЭЧАЯ, 1977, том 8, вып.3, с.429;  
Ставинский В.С. — В кн.: IX Международный семинар по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ Д1,2-88-652, Дубна, 1988, том.1, с.190;  
Baldin A.A. et al. — IL NUOVO CIMENTO, 1995, vol.108, №2, p.139.
3. Дорохов А.Е., Кочелев Н.И. — ЭЧАЯ, 1995, том 26, вып.1, с.5.
4. Borzunov Yu.T. et al. — In: Proc. of the Int. Symp. «DUBNA, DEUTERON-93» (Dubna, Sept. 14—18, 1993), JINR, E2-94-95, Dubna, 1994, p.41;  
Аверичев Г.С. и др. — В сб.: «Краткие сообщения ОИЯИ», №1[69]-95, Дубна, 1995, с.27.
5. Anishchenko N.G. et al. — In: Proc. of the 6th Int. Symp. of High Energy Spin Physics (Marseille, Sept.12—19, 1984), Journal de Physique, Paris, 1985, colloque C2, suppl. No.2, tome 46, p.703.  
Baldin A.M. — In: Proc. of the XI Int. Seminar on High Energy Phys. Problems, JINR, Dubna, 1994, p.672.
6. Ableev V.G. et al. — NIM, 1991, vol.A306, p.73—82.
7. Prokofiev A.N. et al. — In: Proc. of the Int. Symp. «DUBNA, DEUTERON-95» (Dubna, July 4—7, 1995), in press.