

УДК 539.143.42 + 539.128.2

## МОНИТОРИНГ ТЕНЗОРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ДЕЙТРОННЫХ ПУЧКОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

*Л.С.Золин, А.Г.Литвиненко, Ю.К.Пилипенко, С.Г.Резников,  
П.А.Рукояткин, В.В.Фимушкин*

Обсуждается метод определения величины тензорной компоненты в поляризованном пучке дейтронов высокой энергии, основанный на измерении тензорной анализирующей способности реакции стриппинга дейтронов. Данный метод удобен для выполнения мониторинга тензорно поляризованных дейтронных пучков при многодневных экспозициях. Методика была апробирована в 5-дневном сеансе на ускорительном комплексе ЛВЭ ОИЯИ с пучком тензорно поляризованных дейтронов с импульсами 3 и 9 ГэВ/с. Результаты мониторинга позволили получить информацию о степени временной стабильности поляризации пучка.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### Monitoring of the Tensor Polarization of High Energy Deuteron Beams

*L.S.Zolin et al.*

The method of determining the tensor component of high energy polarized deuteron beams, based on measuring of the tensor analyzing power in the deuteron stripping reaction, is discussed. This method is convenient for monitoring during long time runs on the tensor polarized deuteron beams. The method was tested in the 5-days run at the LHE JINR accelerator with the 3 and 9 GeV/c tensor polarized deuterons. The results made possible to estimate the beam polarization stability in time.

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

Эксперименты по исследованию спиновых эффектов, выполняемые на пучках поляризованных частиц, предъявляют высокие требования к точности знания поляризационных компонент пучка и контролю их стабильности во времени. Ошибка в величине поляризации пучка определяет систематическую ошибку измерений, а временная нестабильность поляризации может приводить при отсутствии мониторинга к имитации структуры в изучаемой зависимости спиновых наблюдаемых. В пучке, выведенном из циклического ускорителя, ось квантования спина  $z$  направлена вертикально и изменение векторной  $p_z$  и тензорной  $p_{zz}$  компонент пучка сводится к измерению лево-правой асимметрии рассеяния и относительной разницы сечений в реакции, анализирующая способность которой изучена с достаточной точностью. Для пучка частиц со спи-

ном 1 (дейтроны), с долевыми популяциями  $n_+$ ,  $n_-$ ,  $n_0$  для частиц с проекцией спина на ось квантования  $+1$ ,  $-1$ ,  $0$  соответственно ( $n_+ + n_- + n_0 = 1$ ), векторная и тензорная поляризация определяются соотношениями

$$p_z = n_+ - n_-, \quad p_{zz} = n_+ + n_- - 2n_0.$$

Поскольку точность измерения спиновых наблюдаемых связана квадратично с величиной разности поляризаций в двух спиновых состояниях пучка и необходимо контролировать аппаратную асимметрию экспериментальной установки, измерения в обеих модах поляризации (векторной и тензорной) проводят, как правило, с чередованием знаков поляризации (+, -) и дополняют их замерами с выключенной поляризацией («0»).

Для контроля поляризации пучка используется, как правило, реакция рассеяния с известной угловой зависимостью векторной  $A_y(\theta)$  и тензорной  $A_{yy}(\theta)$  анализирующих способностей. Векторная  $p_z^\pm$  и тензорная  $p_{zz}^\pm$  компоненты могут быть определены через выходы частиц  $N(\pm\theta)$  (нормализованные по отсчетам монитора) в различных спиновых состояниях пучка (+, -, 0):

$$p_z^\pm = \frac{1}{3A_y(\theta)} \left( \frac{N^\pm(-\theta)}{N^0(-\theta)} - \frac{N^\pm(+\theta)}{N^0(+\theta)} \right),$$

$$p_{zz}^\pm = \frac{1}{A_{yy}(\theta)} \left( \frac{N^\pm(-\theta)}{N^0(-\theta)} + \frac{N^\pm(+\theta)}{N^0(+\theta)} - 2 \right).$$

В Лаборатории высоких энергий ОИЯИ для измерения поляризации выведенного дейтронного пучка используется двухплечевой поляриметр ALPNA [1], который настраивается на регистрацию под углами  $\theta = \pm 130$  мрад упруго рассеянных дейтронов в  $dp$ -реакции при начальном импульсе дейтронов  $p_d = 3$  ГэВ/с. При использовании криогенной жидководородной мишени систематические ошибки  $\delta p_z^{\text{syst.}}$  и  $\delta p_{zz}^{\text{syst.}}$  находятся на уровне 3—4% и определяются в основном точностью знания  $A_y(\theta)$  и  $A_{yy}(\theta)$  в упругом  $dp$ -рассеянии при данном импульсе [2,3].

Недостатком метода поляриметрии с использованием реакций рассеяния является быстрое снижение анализирующей способности с ростом энергии поляризованного пучка и наличием точных данных по  $A_y$  и  $A_{yy}$  только при фиксированных импульсах  $p_d$ . На практике это приводит к тому, что замеры поляризации могут проводиться только эпизодически с перестройкой канала медленного вывода пучка на фиксированный импульс. Подготовка и поддержание в рабочем состоянии жидководородной мишени требует определенных усилий. Непрерывный мониторинг уровня поляризации может быть реализован при размещении в одном из фокусов канала медленного вывода тонкой полиэтиленовой мишени и регистрации событий квазиупругого  $pp$ -рассеяния с использованием сцинтилляционных телескопов в двухплечевой геометрии. Такого вида мониторинг использовался в экспериментах с поляризованными дейтронными пучками

в Сакле [4] и Дубне [5], однако он эффективен в области импульсов ниже 5 + 6 ГэВ/с при контроле векторной компоненты дейтронного пучка.

С целью отработки более оперативного метода измерения поляризации пучка в тензорной моде и мониторинга при измерении тензорной анализирующей способности  $dA$ -реакций в летнем сеансе 1997 г. на ускорителе ЛВЭ ОИЯИ была проведена серия контрольных измерений тензорной анализирующей способности  $T_{20}$  реакции стриппинга дейтронов  $d + C(Be) \rightarrow p(0^\circ) + X$  при кинематических условиях, соответствующих фиксированному внутреннему импульсу  $k = 0,3$  ГэВ/с. Подробное исследование зависимости  $T_{20}(k)$  в интервале значений внутренних импульсов  $k$  вплоть до  $k = 1$  ГэВ/с было проведено в серии экспериментов, выполненных в Дубне и Сакле [1], [2], [3]. Полученные данные показывают, что в данной реакции

— абсолютная величина  $T_{20}$  имеет максимум в районе  $k \simeq 0,3$  ГэВ/с;

— зависимость  $T_{20}(A)$  от атомного номера мишени-стриппингатора для легких ядер (H, He, C) в пределах ошибок отсутствует до  $k = 0,28$  ГэВ/с и не превышает 10% до  $k = 0,33$  ГэВ/с [2];

— энергетическая зависимость  $T_{20}(p_d)$  в пределах ошибок измерений в интервале  $p_d$  от 2,5 до 9,0 ГэВ/с отсутствует [2], [3], и не видно теоретических оснований для ее появления при более высоких энергиях;

— на ядре углерода в интервале значений  $k$  от 0,230 до 0,325 ГэВ/с величина  $T_{20}$  постоянна и равна  $T_{20}(0,3) = -0,825 \pm 0,025 \pm 0,025$  по данным [2] и  $T_{20}(0,3) = -0,820 \pm 0,040 \pm 0,033$  по данным [3].

Отмеченные особенности реакции стриппинга делают перспективным ее использование для быстрого измерения тензорной поляризации дейтронных пучков высоких энергий путем измерения разности выхода стриппинговых протонов ( $\theta_p = 0^\circ$ ) на разных

знаках тензорной поляризации пучка при импульсе протонов  $p_p = \frac{2}{3} p_d$ , который при любых  $p_p > 2$  ГэВ/с соответствует значениям внутренних импульсов  $k$ , не выходящим за

пределы от 0,23 до 0,32 ГэВ/с. Дифференциальное сечение стриппинга  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  квадра-

тично растет с увеличением импульса дейтронов, и при  $p_p = \frac{2}{3} p_d$  достаточно высоко,

чтобы обеспечить быстрый набор статистики: при  $p_d = 9,0$  ГэВ/с  $\frac{d\sigma}{dpd\Omega}(dC \rightarrow p) \simeq 300$  мб/(ГэВ/с·ср).

В сеансе 1997 г. с тензорно поляризованным пучком дейтронов, посвященном исследованию тензорной анализирующей способности в реакции фрагментации дейтронов в кумулятивные адроны, реакция стриппинга была использована нами для ежедневного мониторинга тензорной поляризации пучка. За 100 часов работы с пучком было выполнено 5 серий контрольных замеров  $T_{20}(0,3)$  на углеродной и бериллиевой мишенях. Всего было выполнено 23 измерения, из них 6 — при первичном импульсе дейтронов 3,0 ГэВ/с и 17 — при импульсе 9,0 ГэВ/с. Для измерений  $T_{20}(0,3)$  использо-

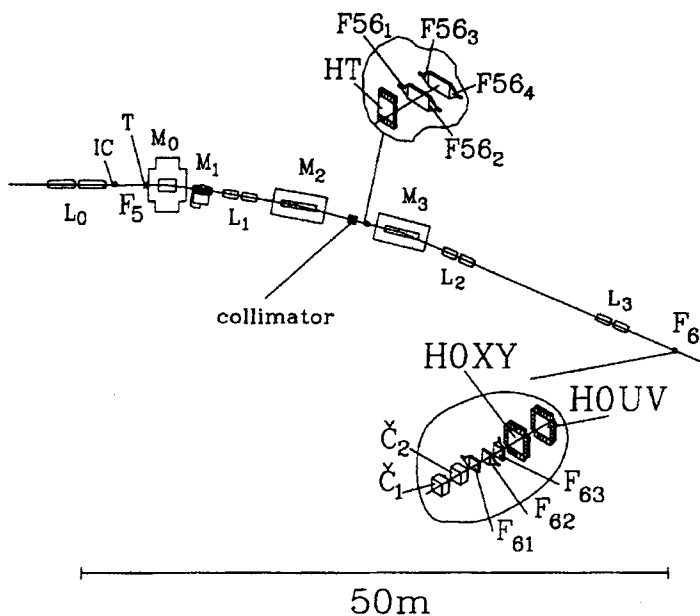


Рис.1. Магнитный канал 4В в экспериментальном зале ЛВЭ, используемый для изучения тензорной анализирующей способности реакций фрагментации поляризованных дейтронов. Мишень  $T$  расположена в фокусе  $F_5$  трассы медленного вывода. Для мониторинга поляризации дейтронов с использованием реакции стриппинга применялись счетчики  $S56_{1,2}$  и  $F_{62}$  с времяпролетной базой 27 м

вались времяпролетные счетчики основного эксперимента, схема которого приведена на рис.1. Одно из достоинств данного метода контроля поляризации дейтронов — минимальные требования к аппаратуре. При импульсном акцептансе канала частиц  $\frac{dp}{p} = 2-3\%$  стриппинговые протоны с импульсом 6 ГэВ/с могут быть надежно выделены парой времяпролетных счетчиков с временным разрешением  $\tau < 0,02 \cdot L$  нс, где  $L$  — длина времяпролетной базы в метрах. Пример времяпролетного спектра показан на рис.2. Измерения производились при циклическом чередовании поляризационных состояний пучка (+, -, 0). Дифференциальное сечение под нулевым углом связано с тензорной поляризацией пучка  $p_{zz}$  и тензорной анализирующей способностью реакции  $T_{20}$  простым соотношением

$$\frac{d\sigma^+}{d\Omega} + \frac{d\sigma^0}{d\Omega} \left( 1 - \frac{1}{2\sqrt{2}} p_{zz} T_{20} \right).$$

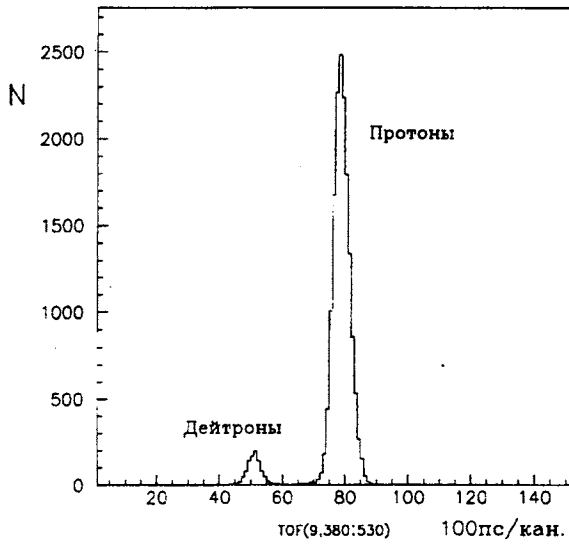


Рис.2. Времяпролетный спектр положительных частиц с импульсом 6 ГэВ/с, испускаемых под  $0^\circ$  при фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с

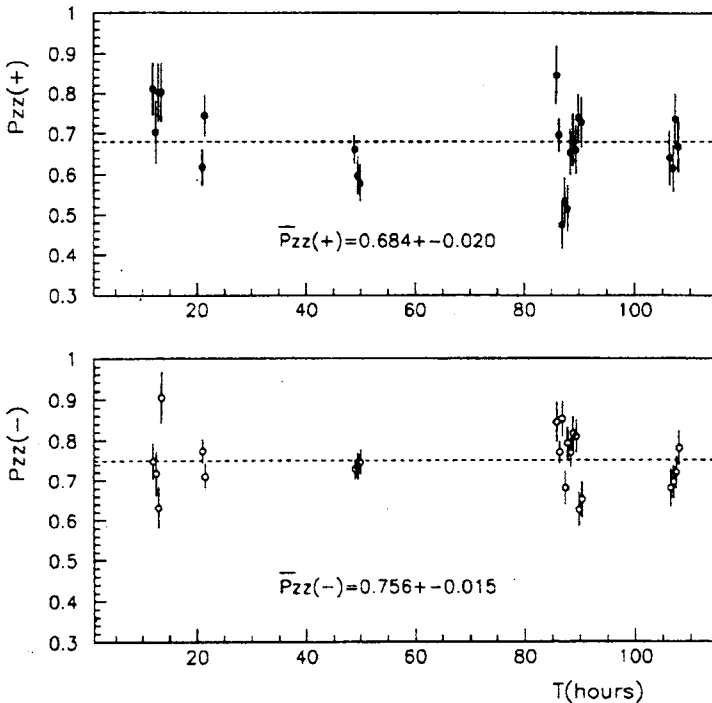


Рис.3. Результаты измерения тензорных компонент поляризации пучка  $p_{++}(+)$  и  $p_{--}(-)$  в 5-дневном сеансе с тензорно поляризованными дейтронами

Отсюда следует, что при известном  $T_{20}$  поляризация пучка может быть определена через отношение сечений для различных спиновых состояний или через заменяющее его отношение нормированных выходов частиц

$$P_{zz}^{\pm} = \frac{2\sqrt{2}}{T_{20}} \left( 1 - \frac{N^{\pm}}{N^0} \right).$$

Для  $T_{20}$  было использовано значение  $T_{20}(0.3) = -0,82 \pm 0,04$ , полученное в результате усреднения данных при  $p_d = 3,5$  ГэВ/с [2] и при  $p_d = 9,0$  ГэВ/с [3] для углеродной мишени по интервалу внутренних импульсов  $k$  от 0,23 до 0,32 (указанная ошибка — результат квадратичного суммирования статистических и систематических ошибок в данных экспериментах).

Таблица

	$\langle p_{zz} \rangle$ ( $\chi^2/N_p$ )			Мишень	Группа
	(+)	(-)	(+/-)		
1	0,676 ± 0,012 (56/23)	0,753 ± 0,008 (56/23)	1,409 ± 0,014 (41/23)	Ве + С	I—V
2	0,684 ± 0,020 (23/23)	0,756 ± 0,015 (21/23)	1,415 ± 0,021 (21/23)	Ве + С	I—V
	0,073*	0,060*	0,085*		
3	0,663 ± 0,012 (44/19)	0,752 ± 0,008 (44/19)	1,339 ± 0,015 (34/19)	Ве + С	II—V
4	0,658 ± 0,015 (41/14)	0,770 ± 0,010 (22/14)	1,413 ± 0,017 (35/14)	Ве	I—V
5	0,644 ± 0,015 (31/11)	0,767 ± 0,010 (16/11)	1,399 ± 0,018 (29/11)	Ве	II—V
6	0,707 ± 0,021 (8/9)	0,711 ± 0,014 (19/9)	1,402 ± 0,025 (6/9)	С	I—V
7	0,697 ± 0,021 (6/8)	0,716 ± 0,015 (17/8)	1,399 ± 0,026 (6/8)	С	II—V
8	0,765 ± 0,038 (3/4)	0,761 ± 0,027 (12/4)	1,495 ± 0,046 (2/4)	Ве + С	I
9	0,683 ± 0,035 (3/2)	0,746 ± 0,023 (2/2)	1,415 ± 0,041 (1/2)	Ве + С	II
10	0,624 ± 0,024 (3/3)	0,736 ± 0,016 (1/3)	1,357 ± 0,029 (2/3)	Ве + С	III
11	0,677 ± 0,019 (34/10)	0,772 ± 0,013 (36/10)	1,421 ± 0,022 (27/10)	Ве + С	IV
12	0,667 ± 0,03 (6/8)	0,722 ± 0,021 (3/4)	1,385 ± 0,038 (3/4)	Ве + С	V
13	0,676 ± 0,012 (10/5)	0,752 ± 0,008 (6/5)	1,409 ± 0,014 (7/5)	Ве + С	< 8—12 > **
	0,042*	0,000*	0,037*		
14	0,663 ± 0,013 (4/5)	0,751 ± 0,009 (5/4)	1,399 ± 0,015 (3/4)	Ве + С	< 9—12 > ***
	0,000*	0,013*	0,000*		

(\*) — оценка  $dP_b$  в строке таблицы приведена  $\langle p_{zz} \rangle$  при введении  $dP_b$  в эффективную ошибку  $dp_{zz}$

(\*\*) —  $p_{zz}$  усреднено по строкам 8—12 таблицы

(\*\*\*) —  $p_{zz}$  усреднено по строкам 9—12 таблицы

Измеренные значения  $p_{zz}(+)$  и  $p_{zz}(-)$  представлены раздельно на рис.3, указанные ошибки — статистические (мы будем использовать обозначения  $p_{zz}(+)$  и  $p_{zz}(-)$  для абсолютных значений поляризаций  $p_{zz}^+$  и  $p_{zz}^-$ ). В таблице приведены средние значения

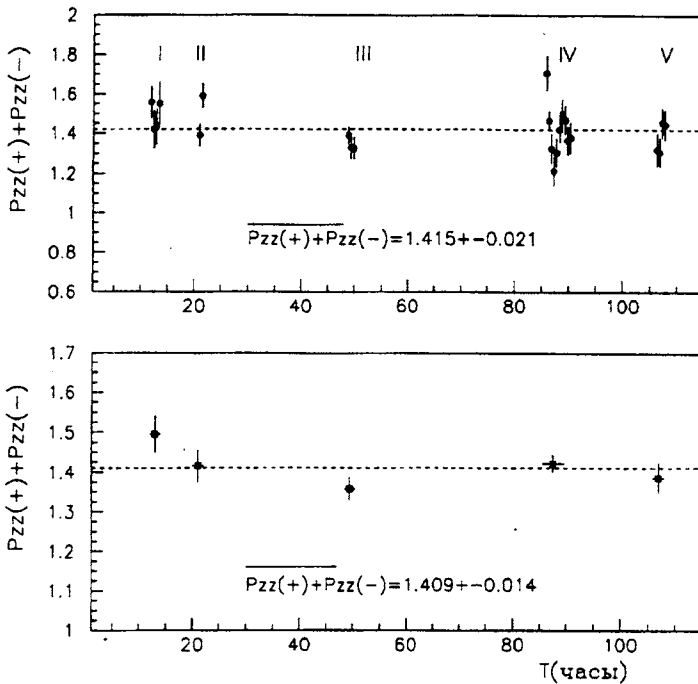


Рис.4. Временное поведение суммы тензорных компонент поляризации  $p_{zz}(+)$  и  $p_{zz}(-)$ . Приведены результаты 23 замеров продолжительностью 10—20 мин и результаты усреднения по пяти группам точек I—V (нижний график)

$p_{zz}(+)$  и  $p_{zz}(-)$  и их суммы  $p_{zz}(+/-)$ , полученные как результат усреднения по различным выборкам из 23 измерений (для мишеней Ве и С вместе и отдельно), а также по группам точек, относящимся к сериям измерений в различные дни I—V — см. рис.4. Разброс точек относительно среднего значения характеризуется указанными отношениями  $\chi^2$  к числу точек ( $\chi^2/N_p$ ). При измерениях на импульсе дейтронов 9 ГэВ/с скорость набора статистики ограничивалась быстродействием системы сбора данных  $\approx 1000$  событий в цикле, что приводило к потере 90% полезных событий. При длительности отдельного замера 7—10 мин суммарная статистика ( $N^+ + N^- + N^0$ ) составляла  $3-5 \cdot 10^4$  полезных событий, что соответствует статистической ошибке  $\delta p_{zz} \approx 0,08$ . Снятие ограничения на скорость приема данных позволит при сохранении остальных условий измерения уменьшить ошибку втрое. Средние значения  $p_{zz}^+$  и  $p_{zz}^-$  за время проведения сеанса равнялись соответственно  $\langle p_{zz}^+ \rangle = 0,676 \pm 0,012 \pm 0,033$  и  $\langle p_{zz}^- \rangle = -0,753 \pm 0,008 \pm 0,037$ . Они могут быть сопоставлены со значениями, полученными при измерении на поляриметре ALPHA, выполненном в начале сеанса:  $\langle p_{zz}^+ \rangle_\alpha =$

$= 0,643 \pm 0,033 \pm 0,026$  и  $\langle p_{zz}^- \rangle_\alpha = -0,729 \pm 0,024 \pm 0,029$ . При указанных статистических и систематических ошибках эти данные не противоречат друг другу и говорят в пользу того, что при длительных экспозициях средний уровень поляризации сохраняется в обоих поляризационных состояниях «+» и «-» (эти состояния соответствуют активизации в источнике ионов радиочастотных переходов «2—6» и «3—5» в энергетических уровнях атома дейтерия). Однако из рис.3 можно уже на визуальном уровне заключить, что разброс точек, представляющих результаты отдельных измерений (число которых  $n = 23$ ), значительно выходит за пределы допустимого статистического коридора, что подтверждается критерием  $\chi^2$ . Значения  $\chi^2$  для (+) и (-) состояний соответственно равны  $\chi^2(+)/N_p = 53/23$  и  $\chi^2(-)/N_p = 57/23$ . Разброс показаний не может быть объяснен использованием двух типов мишеней и двух значений первичного импульса дейтронов, различие средних значений по соответствующим группам точек не выходит за пределы статистических погрешностей  $dp_{zz}^{\text{stat.}}$ . Необходимо допустить наличие нестабильности поляризации дейтронного пучка  $dP_b$ , величина которой может быть определена из условия приведения нормированного  $\chi^2$  к 1  $\left( \frac{\chi^2}{(N_p - 1)} = 1 \right)$  путем введения эффективной ошибки

$$dp_{zz} + \sqrt{(dp_{zz}^{\text{stat.}})^2 + dP_b^2}.$$

Мы используем квадратичное сложение  $dp_{zz}^{\text{stat}}$  и  $dP_b$ , допуская, что флуктуация поляризации пучка  $\Delta P_b$  имеют временную структуру с периодом, сравнимым с длительностью отдельных замеров (10—20 мин), и знаки отклонений  $\Delta_{\text{stat}}$  и  $\Delta P_b$  скоррелированы статистическим образом. Оцененная таким образом «пучковая» нестабильность  $dP_b$  составляет около 10% от величины  $p_{zz}$  и для (+)-моды несколько выше, чем для (-):  $\frac{dP_b(+)}{p_{zz}(+)} = 0,0106$  и  $\frac{dP_b(-)}{p_{zz}(-)} = 0,0106$ . Из эмпирически известного факта, что относительные флуктуации суммы разнознаковых поляризаций  $p_{zz}(+/-) = p_{zz}(+) + p_{zz}(-)$  (рис.4) меньше, чем для раздельно измеренных  $p_{zz}(+)$  и  $p_{zz}(-)$ , можно предположить, что существует корреляция между величинами отклонений  $\Delta P_b^+$  при их чередовании от цикла к циклу. Из обсуждаемого набора измерений следует, что относительная пучковая нестабильность суммы  $p_{zz}(+/-)$  находится на уровне 6%:  $dP_b(+/-)/p_{zz}(+/-) = 0,085/1,41 = 0,060$ .

Для того чтобы оценить «долговременную» стабильность поляризации пучка, мы сравнили поведение величин  $p_{zz}(+/-)$ , усредненных по измерениям, выполненным в различные дни данного сеанса (группы точек I—V на рис.4). Длительность каждой такой серии измерений (I—V) составляла 1—1,5 часа. Из рис.4 видно, что отклонение за пределами статистически допустимого наблюдалось только для первого дня работы с источником ПОЛЯРИС. Сравнение  $\chi^2$ -факторов в приведенной здесь таблице пока-



зывает, что это отклонение спровоцировано нестабильностью состояния  $p_{zz}(+)$  (переход «2—6»). В последующие дни величина поляризации, усредненная за период наблюдения  $t_{\text{изм.}} = 1$  ч, сохранялась на уровне  $\pm 1,5\%$ . Таким образом, фактор пучковой нестабильности не сказывался на результатах длительных ( $\geq 1$  ч) экспозиций, т.е. можно принять  $dP_b = 0$  при  $t_{\text{изм.}} \geq 1$  ч.

Из сопоставления данных анализа, приведенных в строках 4—7 таблицы, можно заключить, что в пределах статистических ошибок (2%) результаты измерений, выполненных на мишенях Ве и С, совпадают, т.е. для обеих мишеней может быть использовано одно и то же реперное значение  $T_{20}$  (0,3).

Заканчивая обсуждение метода мониторинга тензорной поляризации дейтронных пучков высоких энергий, основанного на измерении выхода стриппинговых протонов под углом  $0^\circ$ , отметим следующие его особенности.

- Предложенный метод может быть использован в широком диапазоне энергий дейтронов и не имеет, на основании известных нам свойств реакции стриппинга, ограничений по энергии сверху; энергетическая зависимость тензорной анализирующей способности реакции стриппинга в интервале импульсов 3—9 ГэВ/с отсутствует.

- Большая величина сечения стриппинга обеспечивает высокую скорость набора данных для достижения заданной статистической точности; выход стриппинговых протонов под нулевым углом квадратично растет с энергией.

- Оптимальным является соотношение импульса стриппинговых протонов и дейтронов ( $p_p/p_d \approx 2/3$ ), соответствующее внутреннему импульсу в дейтроне  $k = 0,3$ ; величина этого отношения практически не меняется с ростом энергии нейтронов.

- Систематическая ошибка измерения абсолютной величины тензорной поляризации пучка дейтронов при применении данного метода определяется точностью существующих данных по тензорной анализирующей способности реакции стриппинга дейтронов, величина ее оценена в 5%.

Результаты анализа данных по мониторингу тензорной поляризации пучка в сеансе работы в ЛВЭ ОИЯИ при импульсе дейтронов 3 и 9 ГэВ/с позволяют заключить, что имеют место флуктуации величины поляризации пучка нестатического характера. Временная структура флуктуаций такова, что при отсутствии непрерывного мониторинга они могут вносить дополнительную ошибку на уровне 10% в величину анализирующей способности изучаемых реакций, получаемую в результате проведения кратковременных измерений (10—20 мин). При длительных экспозициях ( $\geq 1$  ч) влияние флуктуаций на результаты измерений незначительно, соответствующая ошибка не превышает, по нашим оценкам, 2%.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ 96-02-17208).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ableev V.G. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1991, A 306, p.73.
2. Perdrisat C.F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, 59, p.2840.
3. Aono T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1995, 74, p.4997.
4. Bystricky J. et al. — Nucl. Phys., 1985, A444, p.597.
5. Prokofiev A.N. et al. — In: Proceed. of the 3rd Intern. Symposium «DUBNA-DEUTERON-95». JINR, E1-96-100, Dubna, 1996, p.227.