

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13-97-344

А.Д.Кириллов, Л.Н.Комолов, П.А.Рукояткин,
С.А.Хорозов

**ПУЧКИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР ТРИТИЯ
НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ ЛВЭ ОИЯИ**

1997

Пучки релятивистских ядер трития
на ускорительном комплексе ЛВЭ ОИЯИ

В работе описываются пучки релятивистских ядер трития, формируемых на ускорительном комплексе Лаборатории высоких энергий ОИЯИ на основе реакции обдирки альфа-частиц. Проводится анализ действующих магнитных каналов и даются режимы работы, позволяющие формировать пучки трития с уменьшенным (до 0,5 %) импульсным разбросом.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1997

Перевод авторов

Kirillov A.D. et al.

P13-97-344

Beams of Relativistic Tritium Nuclei

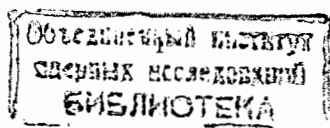
at the Accelerator Facility of the Laboratory of High Energies, JINR.

Beams of relativistic tritium nuclei, prepared at the accelerator facility of the Laboratory of High Energies, JINR, are described in the paper. The beams are based on the alpha-particle stripping reaction. The beam lines used are analyzed and the ways of reducing of the beam momentum spread (up to 0.5 %) are given.

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

Явления релятивистской ядерной физики - основной предмет исследований Лаборатории высоких энергий (ЛВЭ). В этом контексте значительный интерес вызывают реакции перезарядки ядер на ядрах, экспериментальные исследования которых обнаружили существование специфических ядерных эффектов, не свойственных нуклон-нуклонному взаимодействию. Явление сдвига ядерного Δ -пика и его уширение по сравнению с перезарядкой на протоне, впервые обнаруженное и исследованное в Лаборатории на пучках ${}^3\text{He}$ [1], в дальнейшем было подтверждено в опытах с различными снарядами и мишенями, проведенных как в Дубне, так и в других ускорительных центрах (см., напр., обзор [2]). В ЛВЭ дальнейшее развитие этих исследований получило в эксклюзивных экспериментах с использованием в качестве налетающих частиц лития-7 и тритонов [3]. Исследования реакций перезарядки на пучках тритонов представляют интерес не только потому, что ядра ${}^3\text{H}$ являются одними из простейших ядерных объектов, в наибольшей степени поддающимися теоретическому анализу, но и с методической точки зрения: образующиеся ядра ${}^3\text{He}$ имеют наиболее выгодное для магнитного анализа $\frac{Z}{A}$ и легко идентифицируются на фоне других однозарядных частиц ввиду учетверенной плотности ионизации.

В принципе, пучки релятивистских ядер трития могут быть получены путем непосредственного ускорения тритонов на ускорительных комплексах, допускающих ускорение ядер с отношением $\frac{Z}{A} = \frac{1}{3}$. Очевидными достоинствами таких пучков были бы их хорошие геометрические параметры, высокая интенсивность и низкий ($10^{-3} - 10^{-4}$) разброс по импульсам. Однако реализация этого подхода сопряжена с серьезными техническими проблемами ввиду высокой ($\sim 10^4$ Ки/г!) удельной активности трития. Альтернативным в этом отношении подходом является получение тритонов в виде вторичных частиц, образующихся в результате взаимодействия какого-либо первичного пучка с мишенью. Наиболее эффективный и вместе с тем простой вариант может быть реализован на основе релятивистской реакции обдирки α -частиц ${}^4\text{He} + A \rightarrow {}^3\text{H} + X$. Сечение этой реакции (25 - 70 мб для легких ядер [4],[5]) при оптимальной толщине мишени обуславливает выход до 5 ядер трития на сто первичных ядер ${}^4\text{He}$. С ростом импульса угловой разброс пучка таких стриппинговых тритонов линейно уменьшается, выход под нулем квадратично растет, разброс по импульсам стремится



к постоянной величине в несколько процентов. Последнее, впрочем, для ряда задач является неприемлемо большой величиной. Отметим также, что источником ${}^3\text{H}$ может служить собственно реакция перезарядки ${}^3\text{He} + \text{A} \rightarrow {}^3\text{H} + \text{X}$. Хотя ее сечение [3], [5] более чем на порядок меньше сечения реакции ${}^4\text{He} + \text{A} \rightarrow {}^3\text{H} + \text{X}$, на ее основе могут быть получены пучки тритонов с максимальной для данного ускорителя энергией: в силу соответствующих отношений $\frac{Z}{A}$ для фиксированного поля ускорителя импульсы ядер трития, непосредственно ускоренных, полученных обдиркой ${}^4\text{He}$ и перезарядкой ${}^3\text{He}$, относятся, как $\frac{2}{3} : 1 : \approx \frac{3}{2}$.

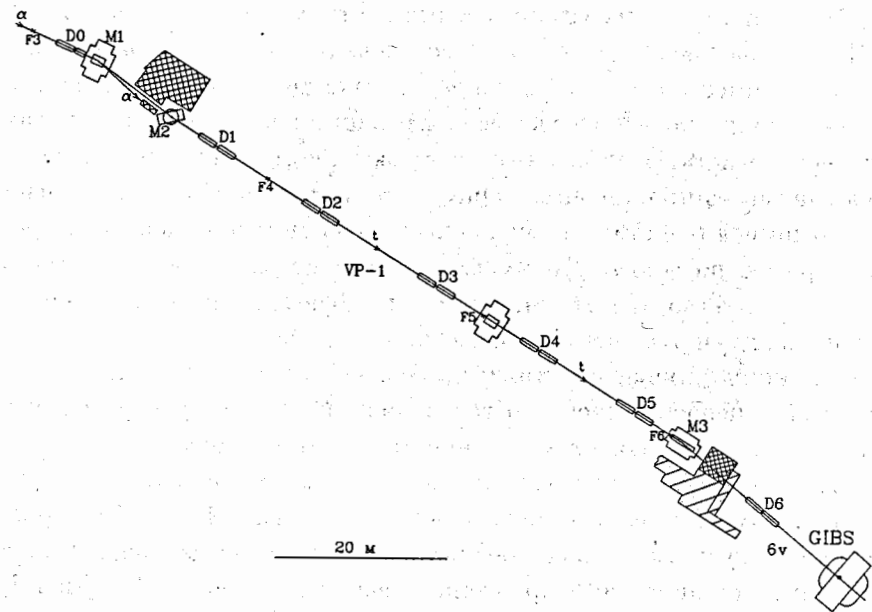


Рис. 1. План магнитооптического канала для формирования пучка трития на установку ГИБС. α - трасса первичного пучка ${}^4\text{He}$, D0...D7 - дублеты квадрупольных линз, M1, M2, M3 - поворотные магниты

2.

Для формирования пучков релятивистских ядер трития на ускорительном комплексе ЛВЭ [6] использовался метод обдирки ускоренных ядер ${}^4\text{He}$. Ускоренный в Синхрофазотроне пучок α -частиц медленно выво-

Таблица 1. Параметры пучка ${}^4\text{He}$

Диапазон импульсов	3 - 18 ГэВ/с
Интенсивность в цикле *	$5 \cdot 10^{10}$
Частота циклов	0.12 Гц
Длительность вывода	0.5 с
Размеры пучка (σ_{hor}) *	2 - 4 мм
Расходимость пучка ($\sigma_{\theta, hor}$) *	4 - 6 мрад

* при $P \geq P_{max}/2$

дился из ускорителя и сбрасывался на мишень, расположенную в точке стыковки выводной системы и канала транспортировки частиц к экспериментальным установкам - фокусе F3 (рис.1). Основные параметры такого пучка приводятся в таблице 1.

Тритоны и другие вторичные частицы, образовавшиеся в результате взаимодействия ${}^4\text{He}$ с ядрами мишени, под 0° захватывались головным дублетом D0 канала VP-1. Весь канал настраивался на транспортировку частиц с зарядом $z = 1$ и импульсом $p = \frac{3}{4}p_\alpha$. Непровзаимодействовавшие первичные α -частицы, а также вторичные частицы с магнитной жесткостью $\frac{p}{ze}$, отличающейся на 5% и более от номинальной, после прохождения дублета D0 и первого поворотного магнита M1 выбрасывались из канала и поглощались в защите, расположенной между измерительным павильоном и экспериментальным корпусом 205 (на рис.1 частично отмечена заштрихованными участками между M1 и D1). Защита обеспечивала достаточно полное подавление фона, возникающего при гашении первичного пучка. Фоновые условия позволяли располагать, при необходимости, детекторы уже в районе фокуса F4, не подвергая их существенной дополнительной нагрузке.

Полное формирование тритиевого пучка осуществлялось на трассе магнитных каналов VP-1 и 6V общей длиной более 110 м, включающих в себя три поворотных магнита M1, M2, M3 и семь дублетов квадрупольных линз D0 - D6. Согласно оптической схеме, на которую в дальнейшем будем ссылаться как на стандартную, линзы канала VP-1 группируются в три квартета с чередованием полярности ФД-ДФ в горизонтальной плоскости. В районе точек F4, F5, F6 формируются кроссоверы пучка. Второй и третий квартеты работают в режимах, близких к зеркально-симметричному. Дублет D6 переводит изображение из F6 на мишень установки. Основные функции канала для этой оптической схемы показаны на рис.2. Стандартный режим, а также небольшое рас-

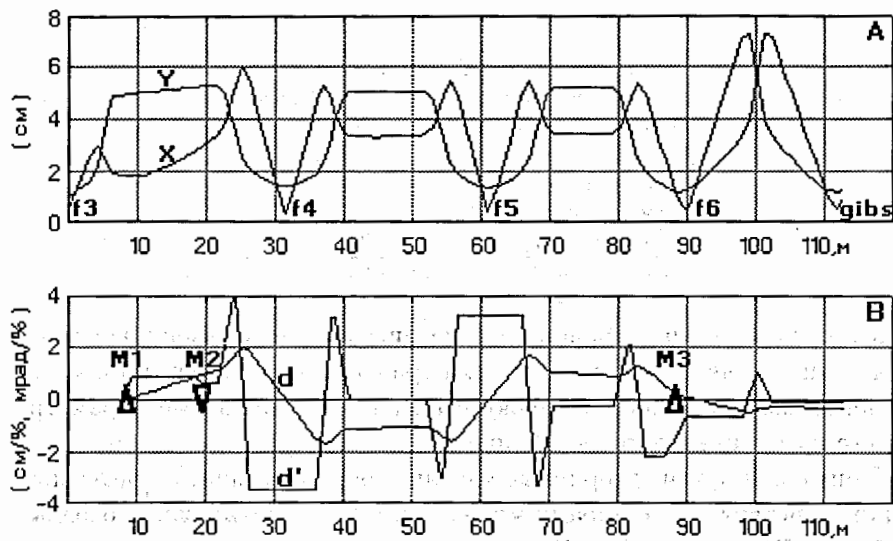


Рис. 2. Основные функции для стандартного режима каналов VP-1 и 6V. А - Линейные огибающие пучка (2σ) в горизонтальной (X) и вертикальной (Y) плоскостях ($\epsilon_x \approx \epsilon_y = 40 \mu\text{м} \cdot \text{мрад}$, $\delta_p = 0$). В - Линейная и угловая дисперсии

стояние от точки (F3) расположения мишени, генерирующей тритоны, до входа в головной дублет D0 - 3.2 м - обуславливают хорошую светосилу канала. Расчетное значение углового аксептанса для такой конфигурации составляет $\Delta\Omega = \Delta\theta_x \Delta\theta_y \approx 50 \text{мрад} \cdot 18 \text{мрад} = 0.9 \text{мср}$. В качестве иллюстрации приведем данные по интенсивности тритонов с импульсом 6 ГэВ/с, измеренной в условиях, близких к вышеописанным:

- первичный пучок - 10^9 α -частиц с импульсом 8 ГэВ/с за сброс,
- мишень - полистирол, 5г/см^2 ,
- интенсивность ядер трития в конце канала - $5 \cdot 10^5$ за сброс.

На рис.3 приведены профили пучка с нескольких профилометров, расположенных вдоль трассы пучка. Третья и четвертая пара распределений соответствует выделенному пучку тритонов. В качестве профилометров использовались многопроволочные камеры, работающие в токовом режиме, имеющие нижний порог чувствительности по интенсивности пучка порядка $\sim 10^6$ однозарядных частиц в секунду. Данные распределения соответствуют стандартному режиму магнитного канала,

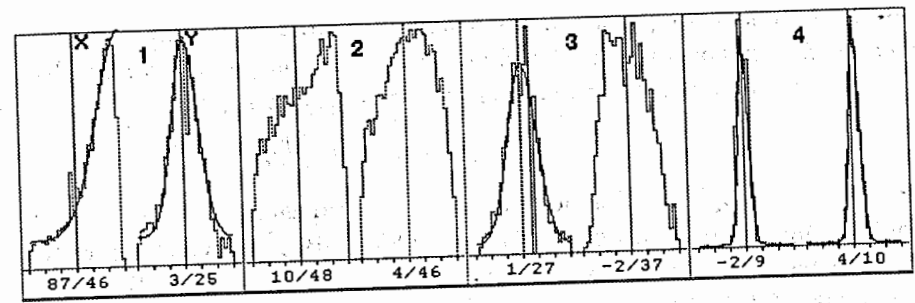


Рис. 3. Формирование пучка трития: координатные распределения в горизонтальной (X) и вертикальной (Y) плоскостях при $P_{\text{H}} = 6 \text{ГэВ/с}$. 1 - после магнита M1 ("хвост" первичного пучка α -частиц), 2 - на входе в дублет D1, 3 - на входе в дублет D3, 4 - в фокусе F6. Цифры под гистограммами: среднее значение/среднеквадратичное отклонение, мм. Диапазон горизонтальной шкалы - $\pm 90 \text{мм}$, гладкие кривые - аппроксимация гауссианом

который использовался только в начальной стадии проводки пучка. Затем необходимо было уменьшать интенсивность пучка в 10 - 30 раз: оптимальной интенсивностью для работы спектрометра ГИВС (стримерная камера в магнитном поле) является несколько десятков тысяч частиц за сброс. Уменьшение интенсивности выведенного первичного пучка α -частиц в такой степени было нежелательно, так как приводило бы к ухудшению стабильности вывода, тем более, когда использовался бесструктурный вывод (т.е. вывод пучка из ускорителя при отключенной ВЧ). Поэтому использовался следующий прием: сильно снижался ток в первой линзе (Φ_r) дублета D2. Это приводило к сильной дефокусировке пучка в горизонтальной плоскости и потерям на входе в следующий дублет, который подстраивался на новые положения источников. Величина потерь и, соответственно, интенсивность прошедшего пучка прямо связаны с током во второй линзе (D_r) дублета D2. Изменение тока в этой линзе, возможность которого имелась непосредственно на месте ведения эксперимента, позволяло плавно подстраивать интенсивность к нужной величине и практически уже не требовало подстройки последующих элементов канала.

3.

Как уже отмечалось выше, недостатком вторичного тритиевого пучка, полученного непосредственно от мишени, является разброс по импуль-

сам. Величина этого разброса для реакции обдирки α -частиц определяется среднеквадратичным значением импульса протона σ_p в ядре ${}^4\text{He}$ и с достаточно хорошей точностью дается соотношениями

$$\sigma_{P_{lab}} = \gamma_0 \sigma_{p^*}, \quad \delta_{P_{lab}} = \frac{\sigma_{P_{lab}}}{P_{lab}} = \frac{\sigma_{p^*}}{\beta_0 M_t},$$

где β_0 , γ_0 - скорость и лоренц-фактор налетающей α -частицы в лабораторной системе отсчета, $M_t = 2.809 \text{ ГэВ}/c^2$ - масса тритона. На основании экспериментальных данных [4] или модели [7] $\sigma_{p^*} = 160 - 200 \text{ МэВ}/c$. Это дает, например, для пучка тритонов с импульсом $9 \text{ ГэВ}/c$ исходный импульсный разброс $6 - 8\%$. В каналах VP-1 и 6V отсутствуют специальные стационарные коллиматоры, так как основное назначение этих каналов - транспортировка выведенных монохроматических пучков. При формировании вторичного пучка выделение импульса происходит на апертурах магнитных элементов. Расчеты путем моделирования прохождения отдельных траекторий, детали которых предполагается описать в отдельной работе, показывают, что при стандартном режиме каналов, $\frac{\sigma_p}{P}$ на входе в дублет D1 составляет величину около 5% , которая, далее, постепенно уменьшается до уровня $1.8 - 2.3\%$ в конце канала 6V. Интересно отметить, что описанная выше дефокусировка пучка в середине канала VP-1, не приводит к заметному изменению импульсной полосы пропускания. Для ряда задач такой разброс по импульсам является слишком большим. Одним из возможных подходов, позволяющих компенсировать этот недостаток, является времяпролетное мечение. Такая методика была реализована при работе с пучком тритонов с импульсом $6 \text{ ГэВ}/c$ [8]. Первый счетчик времяпролетной системы располагался в фокусе F4, второй - на спектрометре ГИБС. Это размещение счетчиков задавало пролетную базу $L \simeq 77 \text{ м}$. При собственном временном разрешении $\sigma_t = 0.1 \text{ нс}$ на такой базе обеспечивалось разрешение по импульсу $\delta_p \simeq \beta_0 \gamma_0^2 (\sigma_t c) / L \simeq 0.2\%$. Измеренное значение импульсного разброса пучка тритонов оказалось равным $110 - 120 \text{ МэВ}/c$ ($1.8 - 2.0\%$), с чем вполне удовлетворительно согласуются результаты расчетов. Однако при ограниченной скорости приема информации (так, например, стримерная камера регистрирует одно триггерное событие за цикл ускорения) и ограниченном времени набора, что особенно актуально в настоящее время, необходимо иметь пучки с меньшим импульсным разбросом. Для определения возможности выделения более узкого интервала импульсов в рамках существующей магнитооптической структуры была проанализирована зависи-

мость разрешающей способности как функции режима и положения на трассе канала. Обычное определение разрешающей способности - отношение линейной дисперсии (d) к размеру изображения $R = \left| \frac{d}{M \Delta x_0} \right|$ (M - коэффициент увеличения, Δx_0 - размер источника) - относится к фокальной плоскости. Для того, чтобы описывать разрешающие свойства канала на всей его длине, в качестве меры импульсного разрешения мы рассматривали отношение линейной дисперсии к огибающей некоторого эталонного монохроматического пучка. В качестве такого пучка, в некоторой степени произвольно, брался пучок, близкий по параметрам к пучку, медленно выведенному из Синхрофазотрона при максимальном импульсе. В расчетах использовались следующие начальные значения 2σ -огibaющих в фокусе F3: горизонталь - $5 \text{ мм} \times 8 \text{ мрад}$, вертикаль - $10 \text{ мм} \times 4 \text{ мрад}$ ($\epsilon_x \simeq \epsilon_y = 40\pi \text{ мм} \cdot \text{мрад}$, $\delta_p = 0$). Линейные огибающие на рис.2 и 4 построены для данных значений. Дальнейшая схема поиска области для выделения импульсного интервала выглядела следующим образом. Сначала искался экстремум разрешающей способности, как функции градиентов линз с ограничениями, как на величину линейной огибающей пучка по апертуре, так и на положение точки экстремума районом фокусов F4 - F6. Последнее связано с доступностью этих мест для размещения дополнительного оборудования (коллиматоров или детекторов). Затем имитировалось прохождение ансамбли частиц через магнитную структуру каналов и рассматривались распределения $f(x, \delta_p)$ в окрестности найденных точек экстремумов. Затем задавалась ограничивающая полоса $x_1 \leq x \leq x_2$ (или несколько) и по полученной выборке, при условии, что частицы дошли до конца канала, рассчитывался окончательный импульсный разброс.

На рис.5 показаны основные функции, соответствующие режиму каналов VP-1 и 6V с усиленным импульсным разрешением (режим 2), а также изменение разрешающей способности вдоль трассы пучка для стандартного режима (1) и двух найденных решений (2,3). В таблице 2 сведены некоторые результаты расчетов для этих трех режимов. Ограничение по триггеру (Т) означает, что учитывалось выделение пучка, определяемое апертурами времяпролетных счетчиков, размером $50 \times 50 \text{ мм}^2$, расположенных, как описывалось выше ($z_1 \simeq 31.6 \text{ м}$, $z_2 \simeq 108.8 \text{ м}$), а также счетчиком, размером $60 \times 30 \text{ мм}^2$, задающим пучок на мишени стримерной камеры ($z = 110.8 \text{ м}$). Дополнительные ограничения подразумевают применение задающих счетчиков или коллиматоров соответствующих размеров. Применение коллиматора целесообразно в

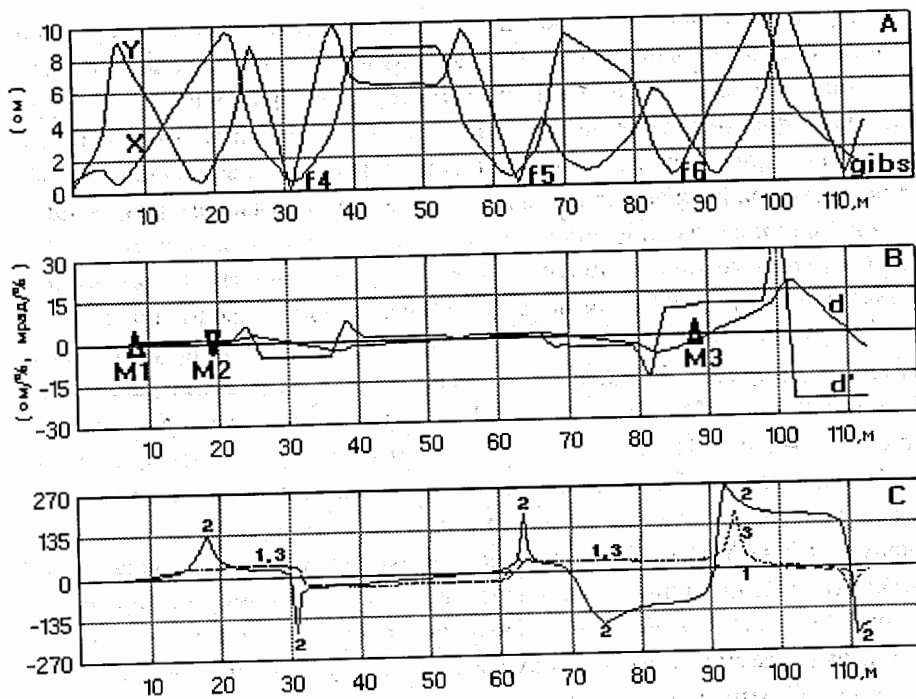


Рис. 4. Основные функции для режима с усиленным импульсным разрешением. А, В - линейные огибающие пучка, линейная и угловая дисперсии. С - Разрешающая способность (отношение линейной дисперсии к эталонной линейной огибающей, см. в тексте): 1 - стандартный режим, 2,3 - варианты режимов с усиленным импульсным разрешением

случае режима (3), так как полоса выделения должна находиться внутри цилиндрического отверстия в защите, разделяющей каналы VP-1 и 6V. Пропускная способность (Y) приведена по отношению к стандартному режиму, только при апертурных ограничениях. Максимальный импульс пучка тритонов для режимов (1) и (3), $P_{max} \approx 11$ ГэВ/с, ограничивается поворотными магнитами M1 и M3, а для режима (2), $P_{max} \approx 9$ ГэВ/с - второй линзой дублета D0.

В приложении приводятся параметры каналов VP-1 и 6V для трех режимов работы.

Данная работа проводилась при содействии Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-18729).

Приложение

Таблица 3. Основные параметры магнитооптической структуры каналов VP-1 и 6V для различных режимов. 1 - стандартный, 2,3 - режимы с усиленным импульсным разрешением. d - длины свободных промежутков. Отрицательные значения соответствуют повороту пучка налево для магнитов или дефокусировке в горизонтальной плоскости для линз

Обозн.	Элемент	d, м	$l_{эфф}, м$	$\varphi, мрад$	G, Тл/м (для P = 9 ГэВ/с, z = 1)		
					1	2	3
f3	-	3.15					
D0	K200	2.10			8.251	-10.606	8.251
	-	0.20					
	K100	1.10			-10.016	14.307	-10.016
	-	1.05					
M1	SP40		1.80	89.0			
	-	9.05					
M2	SP57		1.00	-22.7			
	-	2.26					
D1	K200	2.10			-3.748	-5.234	-3.748
	-	0.41					
	K200	2.10			5.577	7.128	5.577
	-	9.76					
D2	K200	2.10			5.600	5.221	5.600
	-	0.48					
	K200	2.10			-3.620	-3.664	-3.620
	-	11.27					
D3	K200	2.10			-3.730	-3.493	-3.378
	-	0.40					
	K200	2.10			5.630	4.563	4.834
	-	9.36					
D4	K200	2.10			5.570	9.212	6.000
	-	0.40					
	K200	2.10			-3.700	-5.199	-4.200
	-	8.72					
D5	K200	2.10			-3.550	-3.398	-3.880
	-	0.40					
	K200	2.10			4.950	4.990	4.450
	-	2.81					
M3	SP12		3.20	152.0			
	-	8.15					
D6	K200	2.10			5.663	-5.145	-5.180
	-	0.19					
	K200	2.10			-5.519	5.877	6.053
Gibs	-	9.35					

Таблица 2. Импульсный разброс пучка тритонов ($\delta_P = \sigma_P/P$, %) и относительная пропускная способность каналов VP-1 + 6V (Y) для различных режимов. 1 - стандартный, 2,3 - варианты с усиленным импульсным разрешением. А - ограничения по апертурам элементов канала, Т - ограничения по апертурам триггерных и времяпродетных счетчиков (см. в тексте), П1, П2 - дополнительное выделение в указанной полосе

#	Ограничения				δ_P , %	Y
	А	Т	П1	П2		
1	✓				2.3	1.00
1	✓	✓			1.9	0.74
3	✓				1.9	0.53
3	✓	✓			1.6	0.40
2	✓				1.1	0.12
2	✓	✓			1.0	0.11
3	✓	✓		$-5 \leq x \leq 5$ мм $z = 94.0$ м	0.7	0.12
2	✓	✓	$-2 \leq x \leq 2$ мм $z = 30.9$ м	$-5 \leq x \leq 5$ мм $z = 92.0$ м	0.58	0.06
2	✓	✓	$-2 \leq x \leq 2$ мм $z = 30.9$ м	$5 \leq x \leq 15$ мм $z = 92.0$ м	0.25	0.01

Литература

- [1] Аблеев В.Г. и др., Письма в ЖЭТФ, 1984, **40**, с.35.
- [2] Строковский Е.А., Гареев Ф.А., Ратис Ю.Л., ЭЧАЯ, 1993, **24**, с.603.
- [3] Авраменко С.А. и др., Письма в ЖЭТФ, 1992, **55**, с.676.
- [4] Abdurakhimov A.U. et al., JINR, E1-12730, Dubna, 1979.
- [5] Glagolev V.V. et al., Z. Phys., 1993, **C60**, p.421.
- [6] Issinsky I.B. et al., Acta Physica Polonica B, 1994, **25**, p.673.
- [7] Czyz W., Lesniak L., Phys.Lett., 1967, **B24**, p.227.
- [8] Авраменко С.А., Беликов Ю.А. и др., ОИЯИ, P1-96-281, Дубна, 1996.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 ноября 1997 года.