

УДК 553.9.07

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ АТОМНЫЙ АНАЛИЗАТОР С ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

© 2022 г. В. И. Афанасьев^{a,*}, С. С. Козловский^{b,**}, А. Д. Мельник^a, М. И. Миронов^a,
А. С. Наволоцкий^a, В. Г. Несеневич^a, М. П. Петров^a, С. Я. Петров^a, Ф. В. Чернышев^a

^a Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

^b Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: val@npd.ioffe.ru

**e-mail: skozlovski@mail.ru

Поступила в редакцию 16.02.2022 г.

После доработки 17.04.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Представлена схема многоканального времяпролетного атомного анализатора с электростатической системой отклонения, обеспечивающей двумерную фокусировку пучка ионов в поперечном направлении. Для ионизации входящего потока атомов используется тонкая углеродная пленка толщиной 100 Å. Приведены результаты численного моделирования основных параметров анализатора – значения энергии в каналах, их энергетического разрешения и проницаемости. В качестве примера рассмотрена возможность применения атомного анализатора в дейтерий-третиевом режиме работы установки TRT для измерения энергетической функции распределения тепловых ионов плазмы и быстрых ионов нагретых пучков. Проведен анализ эффективности подавления фона радиационных излучений в системе регистрации анализатора за счет использования метода совпадений.

Ключевые слова: диагностика по потокам атомов, времяпролетный атомный анализатор, схема совпадений, инжекция нейтральных пучков, TRT

DOI: 10.31857/S0367292122100043

1. ВВЕДЕНИЕ

Атомные анализаторы, способные измерять интенсивность и энергетическое распределение потоков атомов H^0 , D^0 , T^0 и He^0 , испускаемых плазмой термоядерных установок, являются чрезвычайно эффективным инструментом получения информации об энергетических функциях распределения соответствующих ионов внутри плазмы. В этих приборах для ионизации входящего потока атомов обычно используются газовые или тонкие твердотельные мишени. При этом для энергетического и массового анализа вторичных ионов применяются различные схемы. Наибольшее распространение получили анализаторы, в которых такой анализ осуществляется с помощью магнитного и электрического полей в $E \parallel B$ конфигурации [1–3]. В частности, для термоядерного реактора ИТЭР разрабатывается комплекс, состоящий из двух анализаторов подобного типа для измерения изотопного состава плазмы [4]. Одним из неудобств таких приборов является необходимость использования довольно тяжелых магнитных систем, особенно для обеспечения работы в области МэВ-энергий. В плаз-

менных экспериментах применяются также и анализаторы, лишенные данного недостатка, в которых дисперсия по энергии вторичных ионов происходит в электростатическом поле, а разделение по массам обеспечивается времяпролетной системой с использованием схемы совпадений [5–7]. Основной проблемой времяпролетных систем является необходимость размещения стартовых детекторов вблизи вакуумного канала, соединяющего анализатор с плазмой. Это приводит к большой фоновой загрузке детекторов, вызванной нейтронным и гамма-излучением плазмы. Тем не менее в экспериментах, где выход нейтронов не ожидается таким большим как, например, в токамаке-реакторе ИТЭР, применение времяпролетных анализаторов является весьма перспективным.

В данной работе представлены результаты разработки нового времяпролетного анализатора для установки TRT [8]. Основное усовершенствование конструкции прибора состоит в использовании в качестве отклоняющей электростатической системы оригинального трехэлектродного цилиндрического конденсатора, обладающего

двумерной фокусировкой ионов в плоскости, перпендикулярной траектории движения ионов. Это позволило существенно увеличить эффективность сбора ионов в детекторную систему анализатора (проницаемость). В качестве примера рассмотрена возможность применения нового анализатора в дейтерий-третиевом режиме работы установки TRT. Приведены результаты анализа эффективности подавления радиационного фона в системе регистрации за счет использования метода совпадений и ожидаемые скорости счета в энергетических каналах прибора в разрядах с нейтральной инжекцией.

2. СХЕМА И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО АНАЛИЗАТОРА

На рис. 1 представлена схема предлагаемого времяпролетного анализатора для регистрации потока атомов в диапазоне энергий 10–520 кэВ, который рассматривается как наиболее оптимальный для измерений на установке TRT. Выбранный диапазон позволит анализировать энергетические функции распределения как тепловых ионов плазмы, так и быстрых ионов нагревных пучков (энергия 500 кэВ), которые будут использоваться для генерации тока и нагрева плазмы [9, 10].

Анализатор построен по классической схеме с ионизацией атомов в тонкой пленке и разделением вторичных ионов по энергии в электростатическом поле и по массе во времяпролетном канале. Приведенная схема анализатора содержит пять энергетических каналов. Для обеспечения измерений в полном выбранном энергетическом диапазоне предполагается использовать три различные энергетические настройки, которые устанавливаются тремя значениями напряжения, подаваемого на электростатический конденсатор:

1. $U = +5$ кВ: энергии в каналах $E_{1-5} = 10, 16, 24, 36, 52$ кэВ;
2. $U = +25$ кВ: энергии в каналах $E_{1-5} = 50, 80, 120, 180, 260$ кэВ (соответствует рис. 1);
3. $U = +50$ кВ: энергии в каналах $E_{1-5} = 100, 160, 240, 360, 520$ кэВ.

Тонкая углеродная пленка диаметром 10 мм и толщиной 100 Å расположена на входе в электростатическую диспергирующую систему (рис. 1) и обеспечивает обдирку атомов H^0, D^0, T^0 с вероятностями, приведенными в таблице 1 для всех энергетических настроек и значений энергии в каналах анализатора [11]. В таблице представлены также значения углового разброса $\sigma(\theta)$ ионов после прохождения пленки, вычисленные с помощью программы SRIM 2013 [12].

Электростатический цилиндрический конденсатор с общей длиной 400 мм состоит из трех электродов: положительного, на который подает-

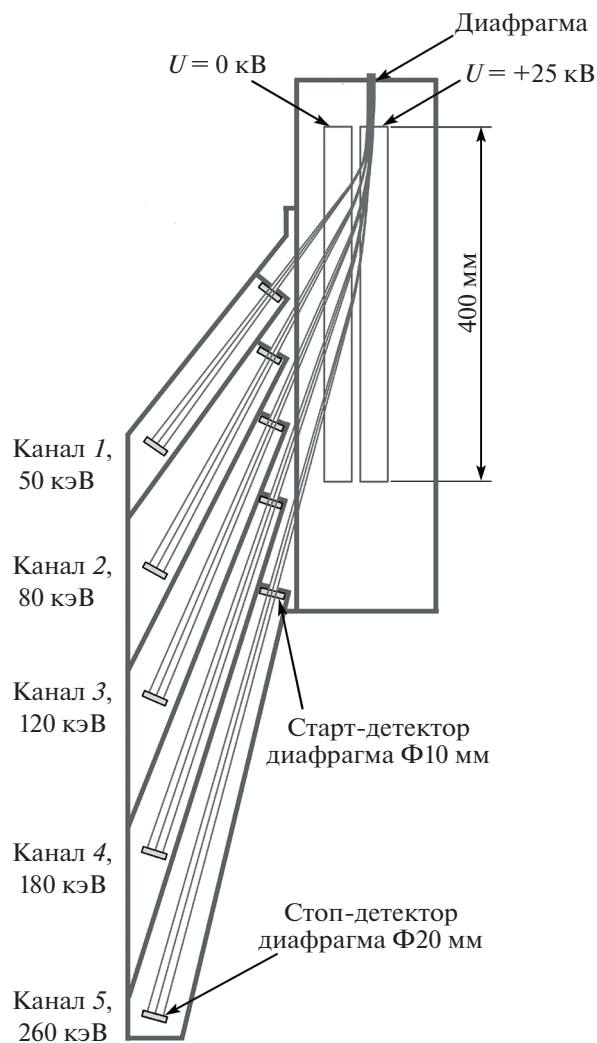


Рис. 1. Схема времяпролетного атомного анализатора (вид в плоскости дисперсии по энергии). Энергии в каналах приведены для рабочего напряжения на цилиндрическом конденсаторе +25 кВ.

ся напряжение +5 кВ, +25 кВ или +50 кВ и двух электродов с нулевым потенциалом. Конструкция электродов представлена в поперечном разрезе на рис. 2. Все электроды имеют радиус кривизны, равный 30 см. Оригинальная конструкция конденсатора обеспечивает двумерную фокусировку ионов в плоскости, перпендикулярной траектории их движения, тем самым увеличивая эффективность сбора ионов.

После отклонения в конденсаторе ионы в зависимости от их энергии распределяются по пяти времяпролетным каналам регистрации. Каждый канал содержит по два детектора ионов: старт-детектор на входе и стоп-детектор на выходе с диаметром чувствительной зоны 10 и 20 мм соответственно (рис. 3). Такая схема позволяет по изме-

Таблица 1. Вероятность обдирки и угловой разброс атомов H⁰, D⁰, T⁰ после прохождения пленки толщиной 100 Å для трех энергетических настроек анализатора

Настройка	Энергия в канале, кэВ	Вероятность обдирки, %			Угловой разброс σ(θ), град.		
		H ⁰ –H ⁺	D ⁰ –D ⁺	T ⁰ –T ⁺	H	D	T
1	10	19	11	8	5.5	5.5	5.5
	16	26	16	12	3.9	3.9	3.9
	24	35	22	16	2.8	2.8	2.8
	36	45	29	21	2.04	2.04	2.04
	52	55	35	28	1.43	1.43	1.43
2	50	54	36	27	1.47	1.47	1.47
	80	71	47	37	0.98	0.98	0.98
	120	89	61	47	0.66	0.66	0.66
	180	94	77	60	0.42	0.42	0.42
	260	100	90	74	0.29	0.29	0.29
3	100	82	54	42	0.79	0.79	0.79
	160	93	73	57	0.49	0.49	0.49
	240	100	86	71	0.32	0.32	0.32
	360	100	98	88	0.24	0.24	0.24
	520	100	100	97	0.19	0.19	0.19

ренному времени пролета ионов определять их массу.

Пучок ионов, сформированный входной диафрагмой времяпролетного канала регистрации, проходит через тонкую углеродную пленку и вызывает эмиссию электронов. Эти электроны, ускоряясь в электрическом поле, попадают на входное окно старт-детектора, представляющего собой шевронную сборку из двух микроканальных пластин (МКП) с отверстием в центре, и инициируют стартовый сигнал (подробнее о детекторах на основе МКП см., например, [13]). Далее ионы, пролетевшие через углеродную пленку и через отверстие в сборке МКП, попадают на стоп-детектор, также изготовленный на основе шевронной сборки МКП.

В качестве иллюстрации эффекта фокусировки в электростатической системе анализатора на рис. 4 показаны результаты расчета траекторий ионов в виде пространственного распределения меток попадания ионов с энергией 260 кэВ на входное окно стоп-детектора в энергетическом канале 5 (энергетическая настройка 2, U = +25 кВ). Для сравнения на этом же рисунке показано пространственное распределение меток попадания ионов на стоп-детектор, если его расположить в прямом канале анализатора и регистрировать частицы без подачи напряжения на конденсатор (т.е. без фокусировки).

Важно отметить, что длина каждого канала регистрации выбиралась таким образом, чтобы время пролета ионов определенной массы с энергия-

ми, отвечающими выбранной энергетической настройке, было одинаковым, что позволяет унифицировать электронный блок совпадений. Выбранные длины каналов регистрации и соответствующие им времена пролета частиц от старт-детектора до стоп-детектора приведены в табл. 2.

3. РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ АНАЛИЗАТОРА

С помощью программы численного моделирования были проведены расчеты основных параметров представленного времяпролетного анализатора. При этом учитывался угловой разброс ионов после прохождения тонких пленок и траекторное движение ионов в трехмерной конфигурации электростатического поля диспергирующей системы. Для простоты предполагалось равномерное распределение ионов по энергиям в канале регистрации. Результаты траекторного анализа – энергетическое разрешение каналов регистрации и эффективность сбора ионов (проницаемость) – представлены в табл. 3.

С учетом вероятности обдирки атомов (табл. 1), проницаемости каналов (табл. 3) и эффективности регистрации ионов детекторами на основе шевронной сборки МКП (~60%), была рассчитана абсолютная эффективность регистрации атомов для всех энергетических настроек анализатора. Результаты представлены в таблице 4. Необходимо отметить, что полученные расчетные данные должны быть скорректированы в

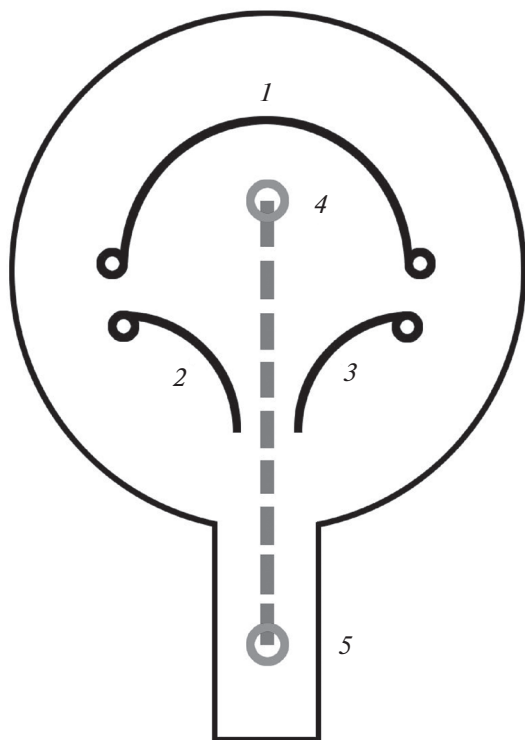


Рис. 2. Конструкция электродов цилиндрического конденсатора (вид в плоскости перпендикулярной входному пучку ионов): 1 – положительный электрод, 2 и 3 – электроды с нулевым потенциалом, 4 – вход в диспергирующую систему (место преобразования входящего потока атомов в ионы), 5 – входное окно одного из каналов регистрации. Пунктирной линией показана траектория иона.

процессе калибровки анализатора на пучках атомов водорода и дейтерия (калибровка на радиоактивном пучке трития производиться не будет).

Используя данные по энергетическому разбросу частиц (табл. 4) и длинам каналов регистрации (табл. 2), можно оценить временной интервал разброса между сигналами на старт-детекторе и стоп-детекторе. Для энергетического диапазона ΔE , который захватывает канал с энергией E , относительное время пролета ионов определяется как

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{\Delta E}{2E} \quad (1)$$

Результаты расчета разброса времен пролета σ_1 приведены в табл. 5.

Если учесть временной разброс срабатывания электроники для старт-детектора σ_2 и для стоп-детектора σ_3 и предположить, что в обоих случаях он не превышает 2 нс, то можно рассчитать необходимые интервалы совпадений для каждой из

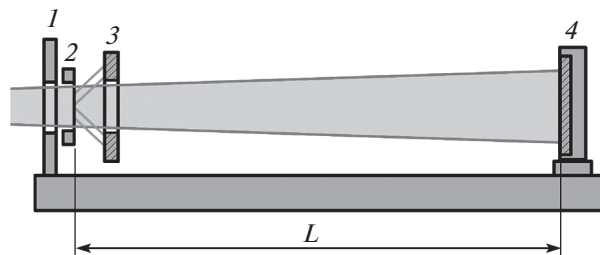


Рис. 3. Схема времяпролетного канала регистрации: 1 – входная диафрагма, 2 – тонкая углеродная пленка, 3 – старт-детектор канала на основе МКП, 4 – стоп-детектор канала на основе МКП, L – длина канала регистрации.

частиц с учетом критерия 3σ , где σ – суммарный временной разброс

$$\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2} \quad (2)$$

Результаты расчетов интервала совпадений 3σ , в который попадает, как известно, 99.7% событий [14], приведены в табл. 6 для всех энергетических настроек анализатора.

Исходя из полученных данных были выбраны следующие интервалы совпадений:

1. $U = +5$ кВ: H^+ – 30 нс, D^+ – 40 нс, T^+ – 50 нс,
2. $U = +25$ кВ: H^+ – 15 нс, D^+ – 15 нс, T^+ – 20 нс,
3. $U = +50$ кВ: H^+ – 12 нс, D^+ – 12 нс, T^+ – 15 нс.

На рис. 5 приведены временные зависимости интервалов совпадений для всех трех энергетических настроек анализатора. Из графиков видно, что эти интервалы не перекрываются и в них практически полностью укладываются кривые совпадений для соответствующих ионов. Все кривые построены с учетом среднего времени пролета, приведенного в табл. 2.

4. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПОДАВЛЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ФОНА В КАНАЛЕ РЕГИСТРАЦИИ

Работоспособность предложенной системы регистрации в условиях термоядерной плазмы определяется воздействием на детектирующую систему фонового нейтронного и гамма-излучения. Несмотря на то, что эффективность регистрации фонового излучения детекторами на основе шевронной сборки МКП относительно невелика, высокие уровни фонового излучения могут привести к перегрузке детекторов. Как известно, критическим уровнем интенсивности регистрируемых событий для таких детекторов является $\sim(1-3) \times 10^5$ событий в секунду. При превышении этого уровня коэффициент усиления детектора резко падает, что приводит к невозможности регистрации полезных событий.

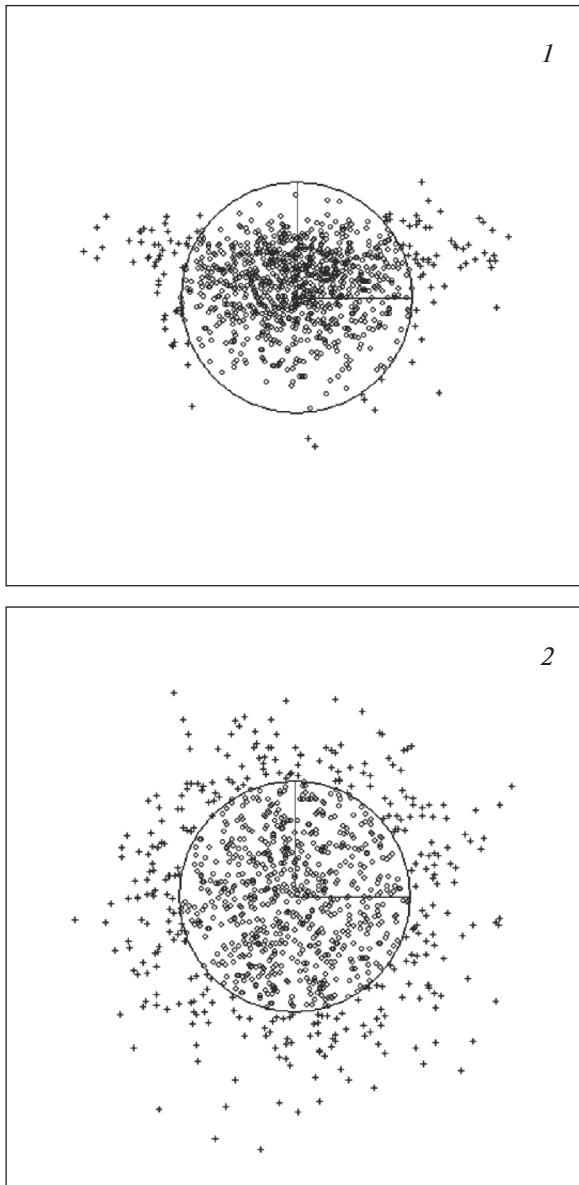


Рис. 4. Пространственное распределение меток попадания ионов с энергией 260 кэВ на входное окно стоп-детектора: 1 – в энергетический канал 5 анализатора (энергетическая настройка 2), 2 – в прямой канал анализатора без подачи напряжения на конденсатор (т.е. без электростатической фокусировки).

На рис. 6 приведены данные измерений эффективности регистрации от порога регистрации, выполненные для шевронной сборки МКП, при облучении ее потоком нейтронов и гамма квантов, генерируемых радиоактивными источниками Cf^{252} и Co^{60} . Для сравнения на этом же рисунке приведена кривая эффективности регистрации для альфа-частиц (источник Am^{241}). Для проведения наших оценок выберем порог регистрации $\sim 10^6$ электронов. Это вполне оправданно, так как

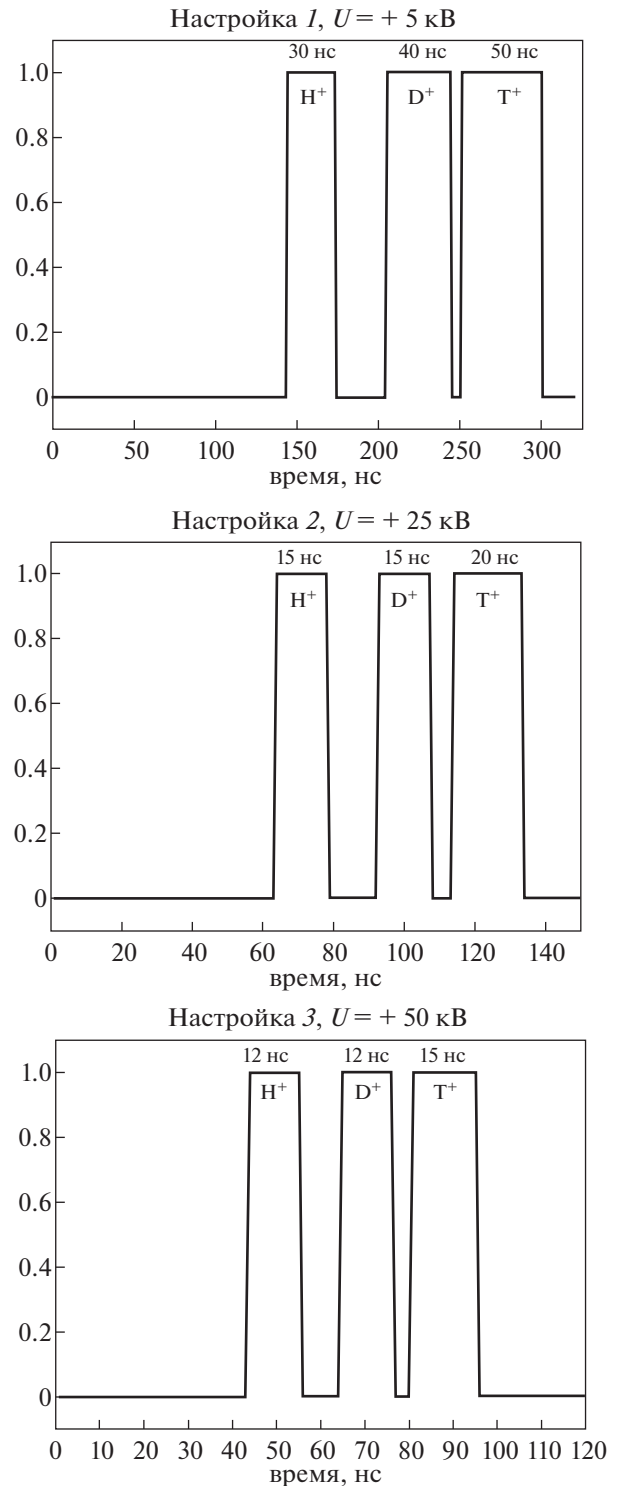


Рис. 5. Временные зависимости интервалов совпадений для трех энергетических настроек анализатора.

при таком пороге эффективность регистрации тяжелых частиц уменьшается незначительно, примерно на 5%, в то время как из-за экспоненциально спадающего спектра эффективность

Таблица 2. Длина каналов регистрации и соответствующее время пролета частиц от старт-детектора до стоп-детектора

Настройка	Энергия, кэВ	Длина канала, см	Время пролета канала, нс		
			H ⁺	D ⁺	T ⁺
1	10	21.9	158	224	274
	16	27.7	158	224	274
	24	33.9	158	224	274
	36	41.5	158	224	274
	52	49.9	158	224	274
2	50	21.9	71	100	123
	80	27.7	71	100	123
	120	33.9	71	100	123
	180	41.5	71	100	123
	260	49.9	71	100	123
3	100	21.9	50	71	87
	160	27.7	50	71	87
	240	33.9	50	71	87
	360	41.5	50	71	87
	520	49.9	50	71	87

Таблица 3. Энергетическое разрешение каналов анализатора и эффективность сбора ионов (проницаемость)

Настройка	Энергия, кэВ	ΔE , кэВ	$\Delta E/E$, %	Проницаемость канала, %		
				H ⁺	D ⁺	T ⁺
1	10	1.0	10.0	11.0	11.0	11.0
	16	1.6	10.0	6.6	6.6	6.6
	24	2.6	10.8	12.9	12.9	12.9
	36	3.3	9.1	10.2	10.2	10.2
	52	5.3	10.2	17.0	17.0	17.0
2	50	3.64	7.3	47.4	47.4	47.4
	80	5.9	7.4	54.0	54.0	54.0
	120	9.1	7.6	62.5	62.5	62.5
	180	14.3	7.9	74.0	74.0	74.0
	260	20.0	7.7	83.0	83.0	83.0
3	100	6.9	6.9	72.3	72.3	72.3
	160	10.7	6.7	89.1	89.1	89.1
	240	16.4	6.8	91.8	91.8	91.8
	360	28.0	7.8	94.2	94.2	94.2
	520	41.9	8.1	92.3	92.3	92.3

регистрации фонового излучения ε составляет величину менее $\sim 10^{-3}$. Учитывая площади предлагаемых старт-детектора $S_{\text{старт}} \sim 0.8 \text{ см}^2$ и стоп-детектора $S_{\text{стоп}} \sim 3 \text{ см}^2$, получим оценку для предельно допустимого потока фонового излучения $\Phi_{\text{пг max}} \sim 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Если ожидаемый поток фо-

нового излучения в месте установки детекторов превышает эту величину, то для сохранения работоспособности системы регистрации требуется установка дополнительной защиты.

В качестве примера оценим вклад фоновых сигналов при регистрации потоков трития с наименьшей (10 кэВ) и наибольшей (520 кэВ) энер-

Таблица 4. Абсолютная эффективность регистрации атомов

Настройка	Энергия, кэВ	ΔE , кэВ	Эффективность регистрации, %		
			H ⁺	D ⁺	T ⁺
1	10	1.0	0.75	0.44	0.32
	16	1.6	0.62	0.38	0.29
	24	2.6	1.62	1.0	0.74
	36	3.3	1.65	1.1	0.77
	52	5.3	3.4	2.1	1.7
2	50	3.64	9.2	6.1	4.6
	80	5.9	13.8	9.1	7.2
	120	9.1	20.0	13.7	10.6
	180	14.3	25.0	20.5	16.0
3	260	20.0	29.9	26.9	22.1
	100	6.9	21.3	14.1	10.9
	160	10.7	29.8	23.4	18.3
	240	16.4	33.0	28.4	23.5
	360	28.0	33.8	33.2	29.8
	520	41.9	33.2	33.2	32.2

гией в выбранном нами энергетическом диапазоне (табл. 1).

Скорость счета фоновых сигналов старт-детектора и стоп-детектора можно выразить формулами

$$n_{\phi_старт} = \Phi_{\gamma} S_{старт} \epsilon \quad (3)$$

Таблица 5. Разброс времени пролета ионов

Настройка	Энергия, кэВ	Длина канала, см	Разброс времени пролета σ_1 , нс		
			H ⁺	D ⁺	T ⁺
1	10	21.9	7.9	11.2	13.7
	16	27.7	7.9	11.2	13.7
	24	33.9	8.6	12.1	14.8
	36	41.5	7.2	10.2	12.6
	52	49.9	8.1	11.4	14.0
2	50	21.9	2.6	3.6	4.5
	80	27.7	2.6	3.7	4.5
	120	33.9	2.7	3.8	4.6
	180	41.5	2.8	4.0	4.9
	260	49.9	2.7	3.8	4.7
3	100	21.9	1.7	2.4	3.0
	160	27.7	1.7	2.4	2.9
	240	33.9	1.7	2.4	3.0
	360	41.5	1.9	2.7	3.4
	520	49.9	2.0	2.9	3.5

$$n_{\phi_стоп} = \Phi_{\gamma} S_{стоп} \epsilon \quad (4)$$

Тогда интенсивность регистрируемых схемой совпадений фоновых сигналов $n_{\phi cc}$ (в результате случайных совпадений) определится как

$$n_{\phi cc} = n_{\phi_старт} n_{\phi_стоп} \Delta t_{cc} = (\Phi_{\gamma} \epsilon)^2 S_{старт} S_{стоп} \Delta t_{cc}, \quad (5)$$

где Δt_{cc} – разрешающее время схемы совпадений.

Для выбранных нами энергий трития разрешающее время составляет величины Δt_{cc} (10 кэВ) = 50 нс и Δt_{cc} (520 кэВ) = 15 нс (см. п. 3).

При потоке фонового излучения $\Phi_{\gamma \max} = 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и эффективности регистрации фонового излучения детекторами $\epsilon = 10^{-3}$ получаем, что интенсивность регистрируемых фоновых сигналов выбранных энергий трития будет примерно равна $n_{\phi cc}$ (10 кэВ) = 1200 с^{-1} и $n_{\phi cc}$ (520 кэВ) = 360 с^{-1} .

Важно отметить, что при этом за счет применения метода совпадений подавление фонового сигнала в стоп-детекторе очень сильное. Даже в случае регистрации трития с энергией 10 кэВ эта величина составит $n_{\phi cc} / (S_{стоп} \Phi_{\gamma \max}) = 1200 / (3 \times 10^8) = 4 \times 10^{-6}$. То есть, проблемы с подавлением фона в каналах регистрации не существует, а основная проблема может заключаться в создании эффективной защиты детекторов от перегрузки фоновым излучением плазмы.

Оценки показывают, что для рассматриваемого дейтерий-третиевого режима работы TRT по-

Таблица 6. Интервалы совпадений по критерию 3σ

Настройка	Энергия, кэВ	Интервалы совпадений с учетом 3σ , в нс		
		H ⁺	D ⁺	T ⁺
1	10	25.2	34.6	42.0
	16	25.2	34.6	42.0
	24	27.1	37.3	45.3
	36	23.3	31.9	38.6
	52	25.6	35.2	42.7
2	50	11.5	13.8	15.9
	80	11.5	14.0	16.0
	120	11.7	14.2	16.3
	180	12.0	14.6	16.9
3	260	11.8	14.3	16.5
	100	9.9	11.2	12.4
	160	9.9	11.1	12.2
	240	9.9	11.2	12.3
	360	10.3	11.8	13.2
	520	10.4	12.0	13.5

токи фонового излучения в месте расположения диагностического оборудования анализатора могут значительно превышать величину $10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. В основном это связано с тем, что на установке TRT не планируется создание общей нейтронной защиты. Проектирование локальной защиты анализатора будет возможным после проведения более детальных расчетов карты нейтронных полей. В том случае, если локальная защита окажется не-

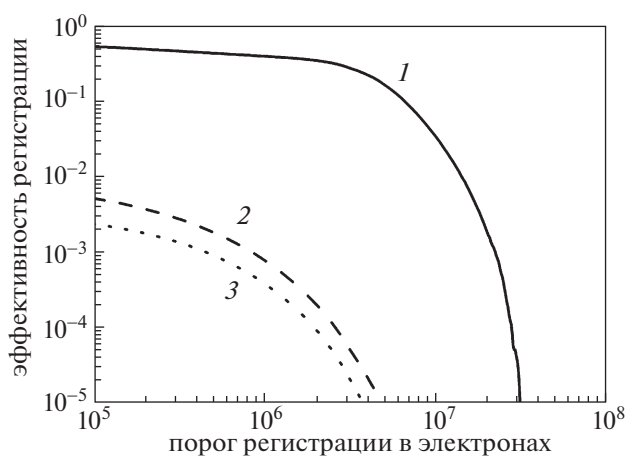


Рис. 6. Данные измерений эффективности регистрации от порога регистрации, выполненные для шевронной сборки МКП: 1 — альфа-частицы (Am^{241}), 2 — нейтроны и гамма кванты (Cf^{252}), 3 — гамма кванты (Co^{60}).

достаточно эффективной, может быть использована также дополнительная фронтальная защита, устанавливаемая перед анализатором. Кроме того, для уменьшения влияния фонового излучения анализатор может быть размещен на большем расстоянии от токамака. Анализ роли фонового излучения в измерениях — следующий шаг в разработке диагностики для TRT.

5. ОЦЕНКА ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА

Возможности применения комплекса атомных анализаторов на TRT подробно рассмотрены в работе [15], где представлены варианты размещения диагностического оборудования и приведены результаты моделирования потоков атомов и ожидаемых скоростей счета для базового сценария установки (50/50 дейтерий-третиевая плазма с $B_0 = 8 \text{ Тл}$, $I_p = 5 \text{ МА}$, $\langle n_e \rangle = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$, при энергии инжекции дейтериевых пучков 500 кэВ и мощности 20 МВт) [9].

В данной работе в качестве иллюстрации мы приводим результаты расчетов скорости счета атомов в энергетических каналах времяпролетного анализатора, который может быть использован в качестве одного из приборов диагностического комплекса для измерения потоков атомов дейтерия и трития. Линия наблюдения анализатора ориентирована в тангенциальном направлении (навстречу движению ионизованных атомов нагретых пучков). В этом случае с помощью прибора возможно изучение энергетических функций распределения как тепловых ионов плазмы, так и быстрых пучковых ионов.

Из рис. 7 видно, что в диапазоне энергий, соответствующем настройке 1 анализатора ($E = 10\text{--}52 \text{ кэВ}$), форма спектров определяется максвелловским распределением и не искажена присутствием пучковых частиц. Данная настройка может быть использована для изучения функции распределения ионов дейтерия и трития и получения информации об изотопном составе плазмы в периферийной области (до середины малого радиуса), откуда в основном излучается поток атомов тепловых энергий [15].

В диапазоне более высоких энергий в результате пучкового нагрева в центральной области плазмы формируется популяция быстрых дейтронов, что приводит к искажению максвелловской функции распределения основных ионов. При этом энергетические настройки 2 и 3 анализатора ($E = 50\text{--}260 \text{ кэВ}$ и $E = 100\text{--}520 \text{ кэВ}$ соответственно) оптимально подходят для изучения энергетической функции распределения тормозящихся пучковых ионов дейтерия в надтепловом диапазоне энергии. В обоих диапазонах энергии достигнутые параметры предлагаемого времяпролетного анализатора обеспечивают скорость

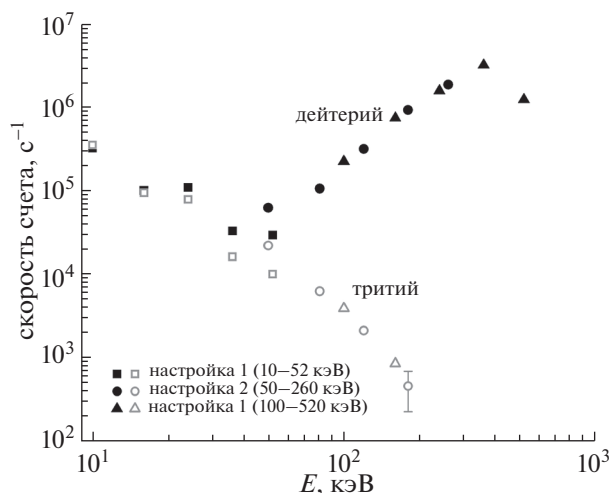


Рис. 7. Расчетные скорости счета атомов дейтерия (сплошные символы) и трития (открытые символы) в энергетических каналах времяпролетного анализатора для базового дейтерий-тритиевого режима работы установки TRT. Форма символов обозначает энергетическую настройку анализатора: квадрат – настройка 1, круг – настройка 2, треугольник – настройка 3.

счета полезного сигнала не менее 10 кГц. Кроме того, отметим, что измерения потоков трития при настройке 2 также могут быть использованы для уточнения данных по изотопному составу плазмы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена конструкция нового многоканального времяпролетного атомного анализатора с оригинальной цилиндрической системой электростатического отклонения ионов, обеспечивающей двумерную фокусировку в плоскости, перпендикулярной траектории движения ионов. Показано, что анализатор может быть с успехом использован в экспериментах на установке TRT для измерения энергетических функций распределения как тепловых ионов плазмы, так и быстрых ионов нагретых пучков. Параметры анализатора и использование его различных энергетических настроек позволяют проводить измерения с высокой статистикой и хорошим энергетическим разрешением.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания № 0040-2019-0023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Petrov M.P., Afanasyev V.I., Chernyshev F.V., Goncharov P.R., Mironov M.I., Petrov S.Ya.* // Eur. Phys. J. H.

2021. V. 46. Article № 5.
<https://doi.org/10.1140/epjh/s13129-021-00009-6>

2. *Medley S.S., Donné A.J.H., Kaita R., Kislyakov A.I., Petrov M.P., Roquemore A.L.* // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. 011101.
<https://doi.org/10.1063/1.2823259>

3. *Afanasyev V.I., Gondhalekar A., Babenko P.Yu., Beaumont P., De Antonis P., Detch A.V., Kislyakov A.I., Kozlovskij S.S., Mironov M.I., Petrov M.P., Petrov S.Ya., Tschernyshev F.V., Wilson C.H., and Contributors to the EFDA-JET* // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. P. 2338.
<https://doi.org/10.1063/1.1542664>

4. *Afanasyev V.I., Chernyshev F.V., Kislyakov A.I., Kozlovskij S.S., Lyublin B.V., Mironov M.I., Melnik A.D., Nesenovich V.G., Petrov M.P., Petrov S.Ya.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2010. V. 621. P. 456.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.201>

5. *Bracco G., Betello G., Mantovani S., Moleti A., Tilia B., Zanza V.* // Rev. Sci. Instrum. 1992. V. 63. P. 5685.
<https://doi.org/10.1063/1.1143350>

6. *Maas A.C., Andrew P., Coad P., Edwards A., Ehrenberg J., Gibson A., Günther K., Harbour P., von Hellermann M.G., Hillis D., Howman A., Jarvis O.N., Jünger J.F., König R.W.T., Lingertat J., Loughlin M.J., Morgan P.D., Orchard J., Sadler G., Stamp M.F., Wilson C.H.* // Fus. Eng. Des. 1999. V. 47. P. 247.
[https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(99\)00085-X](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(99)00085-X)

7. *Ozaki T., Bracco G., Zanza V., Moleti A., Tilia B., Sibio A., Sudo S., Nakanishi H., Kojima M., Shoji M., and G1/G2 Experimental Group* // Rev. Sci. Instrum. 2000. V. 71. P. 2698.

8. *Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н., Мазуль И.В., Родин И.Ю., Минеев А.Б., Кузьмин Е.Г., Кавин А.А., Карпов Д.А., Леонов В.М., Хайрутдинов Р.Р., Кукушкин А.С., Портнов Д.В., Иванов А.А., Бельченко Ю.И., Денисов Г.Г.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 970.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121110196>

9. *Леонов В.М., Коновалов С.В., Жоголев В.Е., Кавин А.А., Красильников А.В., Куянов А.Ю., Лукаш В.Э., Минеев А.Б., Хайрутдинов Р.Р.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 986.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121120040>

10. *Бельченко Ю.И., Бурдаков А.В., Давыденко В.И., Горбовский А.И., Емелева И.С., Иванов А.А., Санин А.Л., Сотников О.З.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 1031.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121110135>

11. *Gonin M., Kallenbach R. and Bochsler P.* // Rev. Sci. Instrum. 1994. V. 65. P. 648.
<https://doi.org/10.1063/1.1145132>

12. *Ziegler J.F. and Biersack J.P.* // <http://www.srim.org/>.

13. *Дмитриев В.Д., Лукьянов С.М., Пенионжскевич Ю.Э., Саттаров Д.К.* // ПТЭ. 1982. № 2. С. 7.

14. *Вентцель Е.С.* Теория вероятностей. М.: Наука, 1969.

15. *Афанасьев В.И., Гончаров П.Р., Мельник А.Д., Миронов М.И., Наволоцкий А.С., Несеневич В.Г., Петров М.П., Петров С.Я.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 8. С. 675.