

# КОРРЕЛЯЦИЯ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ РАЗРЯДА ТИПА «ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС»

З. С. Цибилов, В. Е. Аблесимов, Ю. Н. Долин, Г. В. Карпов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

## Введение

Установки типа z-пинч и особенно плазменный фокус являются сравнительно простыми источниками нейтронов. Большое число работ посвящено исследованиям нейтронного излучения в плазмофокусных системах [1, 2].

Уже в первых работах, посвященных исследованию ПФ, была установлена сильная зависимость нейтронного выхода от тока. К настоящему времени известно, что зависимость описывается степенной функцией, с показателем степени 3,3–5 для различных установок [3]. В работе [4] указана масштабная закономерность роста нейтронного выхода  $DD$ -реакций в ПФ в зависимости от энергии батареи.

Авторы работы [5] связывают величину выхода нейтронов с эффективностью сгребания рабочего газа токовой оболочкой разряда. Критерием эффективности выступает наличие второй особенности на производной тока, что свидетельствует о «прозрачности» токовой оболочки для рабочего газа, достаточной для образования второй токовой оболочки, эффективно шунтирующей основной ток разряда.

Исследование анизотропии выхода нейтронов из ПФ-камеры представляет интерес для изучения вопроса о соотношении термоядерного и ускорительного механизмов генерации нейтронов в исследуемых устройствах. В работах [6, 7] измеренная величина анизотропии выхода нейтронов составляла от 1,28 до 1,48, в работе [8] в узком конусе  $\pm 5^\circ$  от оси камеры зафиксирована анизотропия до 5,4–6. Эта анизотропия приписывается ускорительному механизму образования нейтронов, согласно которому ускоренные в малой области фокуса дейтроны бомбардируют области невозмущенного газа и разогретой плазменной оболочки (модель «пучок-мишень»). Наряду с ускорительным механизмом в ПФ-камере в области фокуса (максимального сжатия плазмы) реализуется термоядерный механизм образования нейтронов.

В данной работе на основе анализа осциллограмм производной тока, сцинтилляционных детекторов и данных нейтронного выхода вычислены анизотропия выхода, энергии нейтронов и определены некоторые масштабные закономерности выхода нейтронов для двух плазмофокусных камер мейзеровского типа. Камеры размещались на установках МОДУЛЬ [9] и КАСКАД [10] с различным энергозапасом. На той и другой установке проведено несколько

серий импульсов при неизменном начальном давлении дейтерия в камере. Интегральный выход  $DD$ -нейтронов источника измерялся активационной методикой (активация изотопов серебра). Временная зависимость выхода нейтронов регистрировалась сцинтилляционными детекторами.

## Малогабаритная ПФ-камера с диаметром анода 27 мм

Электроды плазмофокусной камеры имеют геометрию Мейзера – внешний диаметр анода 2,7 см, внутренний диаметр катода 10 см. Длина анода 8,7 см, включая изолятор 1,6 см, объем около 1 дм<sup>3</sup>, индуктивность камеры 30 нГн. Геометрия камеры и условия разряда (величина тока разряда, время нарастания тока, давление газа) близки к оптимальным [11] для широкого диапазона установок с плазмофокусными камерами. При напряжении конденсаторной батареи 27 кВ, давлении дейтерия в камере 2,45 кПа (18 мм рт. ст.) и разрядном токе 0,47 МА со временем нарастания  $\sim 1,5$  мкс был достигнут выход около  $4 \cdot 10^9$  нейтронов в импульсе (энергия в разряде 13 Дж).

## Анизотропия выхода и энергии нейтронов

Регистрация нейтронного излучения проводилась сцинтилляционными детекторами  $D1$  и  $D2$ . Измерения проведены по отношению к оси камеры под углами  $0^\circ$  (детектор  $D2$  располагался на высоте 3 м) и  $90^\circ$  (детектор  $D1$  располагался на расстоянии 3 м в горизонтальной плоскости). При обработке результатов были учтены вклад рассеянных нейтронов, нелинейность детекторов, зависимость чувствительности детектора от энергии нейтронов.

Выход  $DD$ -нейтронов источника измерялся активационной методикой (активация изотопов серебра) с точностью не хуже 15 % (относительная погрешность 3 %). Активационный детектор-монитор размещался под углом  $90^\circ$  к оси камеры на расстоянии 96 см от оси.

Коэффициент анизотропии  $K_a$  определяется как отношение выхода нейтронов  $Y$  под углом  $0^\circ$  отно-

сительно оси камеры к выходу нейтронов под углом  $90^\circ$  к оси камеры

$$K_a = Y(0^\circ)/Y(90^\circ). \quad (1)$$

В тестовых измерениях оба детектора располагались практически рядом (на расстоянии 5 см между центрами сцинтилляторов) под углом  $90^\circ$  относительно оси камеры на расстоянии 3 м от ее оси. Среднее по четырем измерениям отношение выхода нейтронов в тестовых измерениях, измеренное этими детекторами, составляет 0,98, отклонение от среднего в отдельном измерении не превышает  $\pm 0,1$ . Эта величина является экспериментальной оценкой абсолютной погрешности измерения  $K_a$ , поскольку в этот результат входят все погрешности: относительной чувствительности детекторов, влияния электромагнитной наводки, погрешности оператора при обработке осциллограмм.

По зарегистрированным сцинтилляционными детекторами временным зависимостям (рис. 1) генерируемого в камере излучения методом времени пролета определена максимальная энергия нейтронов  $E_n$  под углом к оси камеры  $0^\circ - 2,8$  МэВ и  $90^\circ - 2,5$  МэВ. Энергия нейтронов определялась методом времени пролета, исходя из интервала времени  $t(\gamma, n)$  между фронтами гамма-( $\gamma$ ) и нейтронного ( $n$ ) импульсов и пролетного расстояния 3 м.

Энергия нейтронов  $E_n$  определялась из известного соотношения

$$t = 72,3l/E_n^{1/2}, \quad (2)$$

здесь  $t$  (нс) – сумма интервала времени между фронтами гамма- и нейтронного импульса и временем пролета гамма-квантами расстояния 3 м (10 нс);  $l$  (м) = 3 м – пролетное расстояние;  $E_n$  – энергия нейтронов в МэВ.

Поскольку уровень сигнала от гамма-излучения спадал к началу нейтронного импульса практически до нуля, интервал времени между фронтами гамма- и нейтронного импульса определялся, следуя [6], как интервал между точками пересечения касательной к соответствующему фронту импульса с осью времени на осциллограмме (рис. 1).

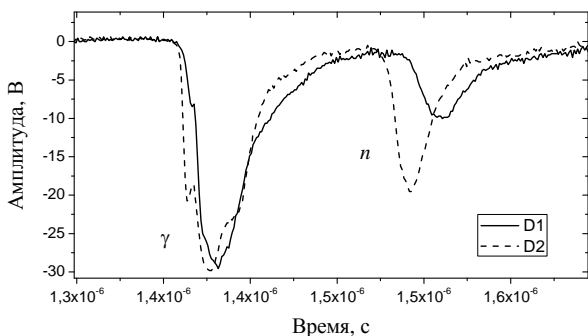


Рис. 1. Пример осциллограмм сигналов с детекторов:  $D1$  – сигнал детектора, установленного под углом  $90^\circ$  к оси камеры,  $E(90) = 2,46$  МэВ;  $D2$  – сигнал детектора, установленного под углом  $0^\circ$  к оси камеры,  $E(0) = 2,77$  МэВ.

Символы  $\gamma$  и  $n$  обозначают соответственно выход гамма-излучения и нейтронов

В табл. 1 приведены характерные результаты определения энергии нейтронов для направления выхода по оси камеры и перпендикулярно к ней.

Таблица 1

Результаты измерения анизотропии нейтронного излучения

Дата	№ импульса	Максимальная энергия нейтронов $E_n$ , МэВ		Выход нейтронов $Y \cdot 10^9$
		$90^\circ$	$0^\circ$	
5,05	5	2,46	2,77	3,63
	6	2,40	2,89	3,72
3,06	3	2,50	2,78	2,58
	6	2,51	2,83	3,08
	Среднее	2,47	2,82	

Погрешность измерения энергии определяется погрешностью измерения оператором времяпролетного интервала (примерно 1–2 нс, что согласуется с интервалом дискретизации регистратора 1 нс) и оценивается значением  $\pm 0,1$  МэВ. Средняя энергия распределения нейтронов в наших измерениях не определялась.

Значение максимальной энергии нейтронов в тестовых измерениях для детекторов  $D1 - 2,50$  МэВ и  $D2 - 2,53$  МэВ практически совпадает.

Оценка по модели «пучок-мишень» (beam-target) [12] дает величину энергии дейтронов, ускоренных в направлении оси камеры, около 0,2 МэВ.

Пример осциллограмм сигналов с детекторов приведен на рис. 1, результаты измерений выхода нейтронов и анизотропии выхода – в табл. 2.

### Корреляция скачка разрядного тока с коэффициентом анизотропии и выходом нейтронов

Помимо выхода  $Y$  и анизотропии выхода нейтронов в каждом импульсе (как это иллюстрируется рис. 2) регистрировалась зависимость разрядного тока  $I$  от времени и определялся скачок тока  $\Delta I$ , который соответствует так называемой «особенности» на осциллограмме разрядного тока. За минимальное значение тока принималась его величина в момент генерации излучения. Заметим, что максимальная величина разрядного тока менялась незначительно – предельное отношение в серии импульсов составило 1,23.

В табл. 2 приведены для 23 импульсов – величина скачка разрядного тока  $\Delta I$  и максимальное его значение  $I_{\max}$  (в относительных единицах), значение коэффициента анизотропии  $K_a$  и интегрального выхода нейтронов  $Y$  в импульсе. По результатам обработки величина коэффициента анизотропии  $K_a$  составляет от 1,15 до 1,88.

Таблица 2

Результаты измерения выхода и анизотропии выхода нейтронов

Дата	№ импульса	$\Delta I$	$K_a$	$I_{\max}$	$Y \cdot 10^9$
05.05	4	2,63	1,67	14,81	2,74
05.05	5	3,49	1,88	14,01	3,63
05.05	6	3,28	1,82	14,38	3,72
06.05	2	3,17	1,68	14,11	3,74
06.05	3	3,36	1,69	13,69	3,59
06.05	6	3,21	1,69	13,60	3,27
07.05	5	1,34	1,26	16,23	3,29
07.05	6	2,97	1,68	14,80	3,79
12.05	0	2,06	1,60	14,06	3,29
13.05	5	1,79	1,69	13,20	2,74
13.05	6	1,73	1,73	13,46	2,76
13.05	7	1,64	1,70	13,33	3,09
14.05	3	1,81	1,46	13,36	3,04
14.05	7	1,66	1,64	13,48	3,39
20.05	3	1,54	1,33	13,42	2,61
20.05	5	1,48	1,54	13,74	2,41
21.05	2	2,07	1,30	14,27	3,49
21.05	3	2,03	1,39	14,91	2,76
21.05	6	2,33	1,18	13,58	2,63
03.06	1	1,06	1,24	14,35	1,74
03.06	2	1,43	1,15	14,91	1,99
03.06	3	1,28	1,24	14,48	2,58
03.06	4	1,41	1,23	14,58	2,29

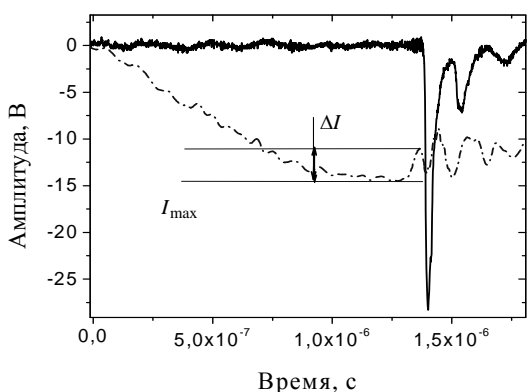


Рис. 2. Определение величины тока разряда  $I_{\max}$  и его скачка  $\Delta I$  (штрихпунктирная линия) и сигнал сцинтилляционного детектора (сплошная линия)

Была исследована связь величины анизотропии выхода нейтронов с величиной скачка  $\Delta I$  разрядного тока в камере. Экспериментальные данные аппроксимировались линейной зависимостью методом наименьших квадратов.

Анализ совокупности результатов измерений и обработки осциллограмм (табл. 2) показывает, что связь между величиной коэффициента анизотропии  $K_a$  выхода нейтронов и скачком разрядного тока в камере  $\Delta I$  описывается линейной зависимостью (рис. 3) с коэффициентом корреляции, равным 0,67.

Аналогичной линейной зависимостью описывается связь между величиной выхода  $Y$  нейтронов и скачком разрядного тока в камере  $\Delta I$  (рис. 4). Значение коэффициента корреляции для нее составляет 0,74.

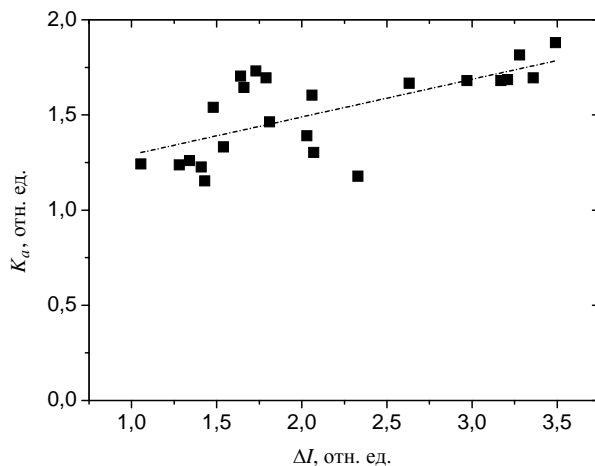


Рис. 3. Зависимость коэффициента анизотропии  $K_a$  от величины скачка тока  $\Delta I$  для 23 измерений (импульсов)

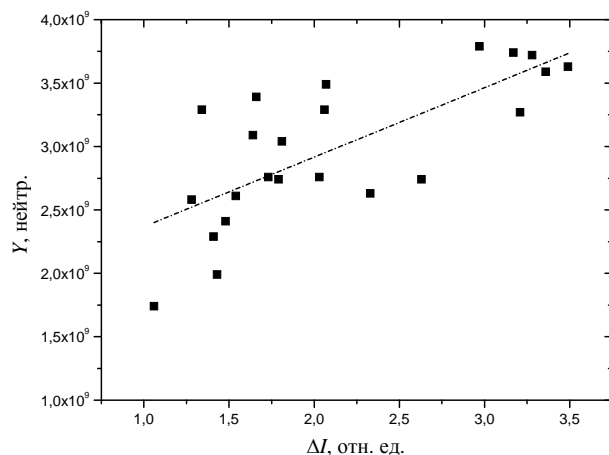


Рис. 4. Зависимость выхода нейтронов  $Y$  от величины скачка тока  $\Delta I$  для 23 измерений (импульсов)

Естественно положить, что изменение разрядного тока  $\Delta I$  является следствием возрастания сопротивления плазменного образования в момент фокусировки, а увеличение сопротивления связано с увеличением плотности плазмы в «фокусе» в момент максимального сжатия. Этот процесс является общим для всех разрядов типа «плазменный фокус», и тогда обнаруженная закономерность должна наблюдаться для всех устройств подобного типа.

## ПФ-камера с диаметром анода 70 мм

Для выяснения степени общности отмеченной закономерности было исследовано наличие аналогичной связи в экспериментах с ПФ-камерой другой конструкции. Исследовалась разрядная камера с длинными цилиндрическими коаксиальными электродами, так называемая мейзеровская камера [13]. Потенциальный электрод – анод, диаметром 70 мм. Заземленный электрод – катод выполнен в виде трубы с перфорационными отверстиями по всей поверхности. Внутренний диаметр катода 120 мм, длина 280 мм. Торцевые окончания анода и катода находятся в одной плоскости на расстоянии 280 мм от входного заземленного фланца. Анод и входной фланец разделены между собой керамическим изолятором. Диаметр изолятора 70 мм, высота 70 мм. Электродная система камеры располагается в герметичном корпусе. Использовались неорганические вакуумные уплотнения, откачка осуществлялась безмасляным турбомолекулярным насосом.

### Корреляция скачка разрядного тока с выходом нейтронов

Камера размещалась на установках МОДУЛЬ и КАСКАД с различным энергозапасом.

Емкость конденсаторной батареи установки МОДУЛЬ равнялась 36 мкФ, напряжение, подаваемое на камеру, составляло 33 кВ, энергозапас установки около 20 кДж, давление рабочего газа в камере 68, 136, 204 Па (0,5, 1,0, 1,5 мм рт. ст.). Максимальная величина разрядного тока менялась незначительно – предельное отношение в серии импульсов не превышало 1,16 при средней величине разрядного тока ~0,65 МА. Характерная величина выхода нейтронов в экспериментах на установке МОДУЛЬ составляла  $(0,5-1,5) \cdot 10^9$  нейтронов в импульсе.

Анализ совокупности результатов измерений и обработки осциллограмм показывает, что связь между величиной выхода нейтронов и изменением  $\Delta I$  разрядного тока в камере описывается линейной зависимостью (рис. 5, 6) для величины давления газа в камере 68 и 136 Па (0,5 и 1,0 мм рт. ст.). Для значення давления газа 204 Па (1,5 мм рт. ст.) такая зависимость в проведенной серии экспериментов не обнаружена (рис. 7).

Результаты измерений на установке КАСКАД для давления рабочего газа в камере при начальном давлении дейтерия 952 Па (7 мм рт. ст.) приведены в табл. 3. Емкость конденсаторной батареи установки КАСКАД равнялась 164 мкФ, напряжение, подаваемое на камеру, составляло 40 кВ, энергозапас установки около 130 кДж. Заметим, что максимальная величина разрядного тока менялась незначительно – предельное отношение в серии импульсов не превышало 1,08 при средней величине разрядного тока ~1 МА. Характерная величина выхода нейтронов в экспериментах на установке КАСКАД составляла

$(3-5) \cdot 10^{10}$  нейтронов в импульсе. В табл. 3 приведены – дата и номер импульса, величина скачка разрядного тока  $\Delta I$  и максимальное его значение  $I_{\max}$ , и интегральный выход нейтронов  $Y$  в импульсе.

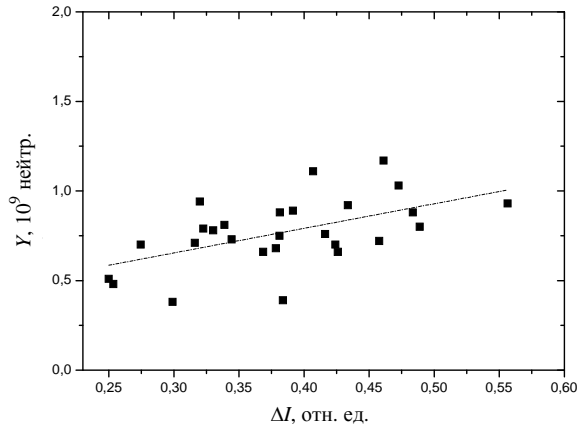


Рис. 5. Зависимость выхода нейтронов  $Y$  от величины скачка тока  $\Delta I$  для 27 измерений (импульсов) при давлении газа 68 Па – 0,5 мм рт. ст. (коэффициент корреляции 0,60)

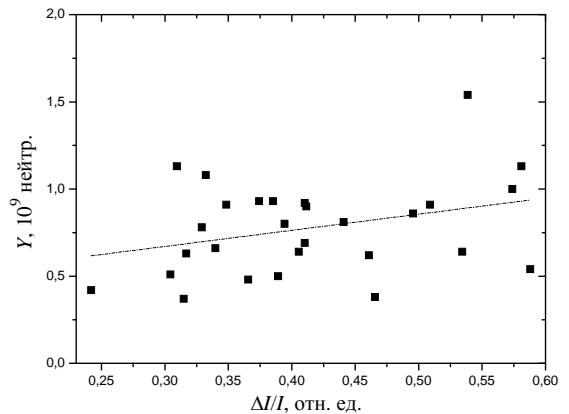


Рис. 6. Зависимость выхода нейтронов  $Y$  от величины скачка тока  $\Delta I$  для 28 измерений (импульсов) при давлении газа 136 Па – 1,0 мм рт. ст. (коэффициент корреляции 0,33)

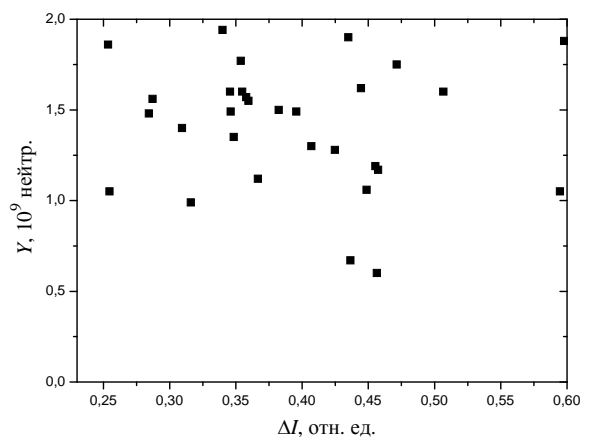


Рис. 7. Зависимость выхода нейтронов  $Y$  от величины скачка тока  $\Delta I$  для 30 измерений (импульсов) при давлении газа 204 Па – 1,5 мм рт. ст.

Величина скачка тока разряда  $\Delta I$  в момент образования нейтронов сопоставлялась с величиной выхода нейтронов  $Y$  в импульсе. Анализ совокупности результатов измерений и обработки осциллограмм (табл. 3) показывает, что связь между величиной выхода нейтронов и изменением  $\Delta I$  разрядного тока в камере описывается линейной зависимостью (рис. 8).

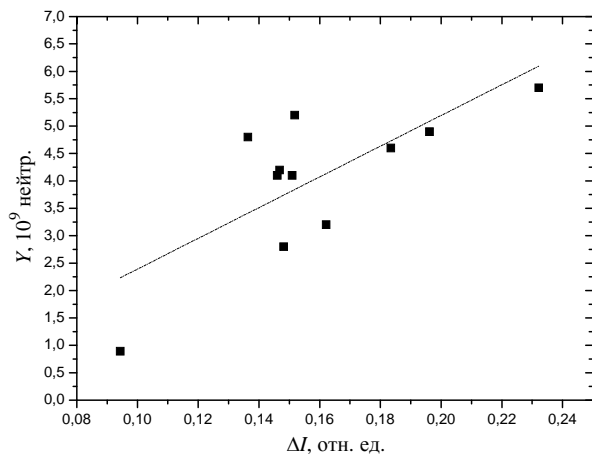


Рис. 8. Зависимость выхода нейтронов  $Y$  от величины скачка тока  $\Delta I$  для 11 импульсов при давлении газа 952 Па – 7 мм рт. ст. (коэффициент корреляции 0,76)

Таблица 3

Результаты измерения выхода нейтронов (давление газа 952 Па – 7 мм рт. ст.)

Дата	№ импульса	$\Delta I$ , МА	$I_{\max}$ , МА	Выход нейтронов $Y \cdot 10^{10}$
30–01.03	39	0,21	1,05	4,9
	40	0,20	1,09	4,6
	41	0,16	1,08	2,8
	42	0,15	1,10	4,8
28.05	6	0,16	1,09	4,2
	7	0,10	1,06	0,89
	8	0,16	1,06	4,1
01.06	9	0,26	1,12	5,7
	10	0,18	1,11	3,2
	11	0,17	1,12	5,2
	12	0,17	1,13	4,1

### Скейлинг нейтронного выхода от максимального тока в разряде

При построении скейлинга учитывались данные экспериментов на установке КАСКАД при давлении дейтерия 0,272–1,632 кПа (2–12 мм рт. ст.), энергетике от 60 до 230 кДж и зарядном напряжении от 40 до 43 кВ (всего 50 экспериментов).

В настоящее время известно, что зависимость нейтронного выхода от разрядного тока описывается степенной функцией:  $Y \propto I^n$  (3), где  $Y$  – выход нейтронов за импульс;  $I$  – максимальный ток в камере.

Для нахождения показателя степени экспериментальные данные аппроксимировались зависимостью (3) методом наименьших квадратов (рис. 9). Полученная величина  $n = 4,9 \pm 0,5$  согласуется с результатами в других работах [3].

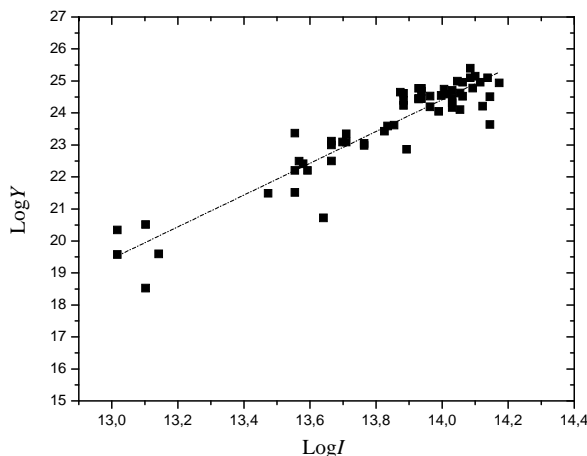


Рис. 9. Зависимость логарифма выхода нейтронов от логарифма максимального тока в камере

### Выводы

Для малогабаритной плазмодифокусной камеры при напряжении конденсаторной батареи 27 кВ, давлении дейтерия в камере 2,45 кПа (18 мм рт. ст.), разрядном токе 0,47 МА со временем нарастания  $\sim 1,5$  мкс и выходе  $2\text{--}4 \cdot 10^9$  нейтронов в импульсе измерена анизотропия по выходу нейтронов – от 1,15 до 1,88, по энергии нейтронов – 2,9 МэВ под  $0^\circ$  по отношению к 2,5 МэВ под углом  $90^\circ$  к оси камеры. Результаты измерений указывают на заметный вклад ускорительного механизма генерации нейтронов в исследуемой камере.

Исследованы режимы работы камеры с диаметром анода 70 мм на двух установках:

1) при напряжении конденсаторной батареи 33 кВ, давлении дейтерия в камере 68, 136, 204 Па (0,5, 1,0, 1,5 мм рт. ст.) и разрядном токе 0,65 МА со временем нарастания  $\sim 1,5$  мкс – выход  $(0,5\text{--}1,5) \cdot 10^9$  нейтронов;

2) при напряжении конденсаторной батареи 40 кВ, давлении дейтерия в камере 957 Па (7 мм рт. ст.) и разрядном токе 1 МА со временем нарастания  $\sim 3$  мкс – выход  $(3\text{--}5) \cdot 10^{10}$  нейтронов.

Для исследованных камер обнаружена не описанная ранее линейная связь выхода и анизотропии выхода нейтронов с величиной относительного изменения разрядного тока в момент генерации нейтронов. Отмечено также влияние на указанную связь величины начального давления дейтерия в разрядной камере. Можно полагать, что обнаруженная закономерность является общей для всех разрядов типа «плазменный фокус» и должна наблюдаться для всех устройств подобного типа.

Для ПФ-камеры с диаметром анода 70 мм при давлении дейтерия 0,272–1,632 кПа (2–12 мм рт.ст.); энергетике от 60 до 230 кДж и зарядном напряжении от 40 до 43 кВ, при выходе  $(0,3-1) \cdot 10^{11}$  нейтронов вычислен скейлинг выхода нейтронов от тока:  $Y \propto I^{4,9}$ .

Полученные результаты дают ценный материал для дальнейшего развития представлений о физических процессах, протекающих в интересующем нас плазменном устройстве, и могут явиться предметом дальнейших экспериментальных и расчетных исследований.

## Литература

1. Голубев В. И., Макеев Н. Г., Пашенко Е. С. и др. Измерение спектра ДТ-нейтронов плазменного фокуса // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. Вып. 7. С. 284–286.
2. Кубешь П., Клир Д., Краварик Я. и др. // Физика плазмы. 2009. Т. 35, № 10. С. 896–900.
3. Вихрев В. В., Королев В. Д. Генерация нейтронов в Z-пинчах // Там же. 2007. Т. 33, № 5. С. 394–423.
4. Бурцев В. А., Грибков В. А., Филиппова Т. И. Высокотемпературные пинчевые образования // Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. 1981. Т. 2. С. 226.

5. Никулин В. Я., Полухин С. Н., Тихомиров А. А. Простой критерий эффективности сгребания рабочего газа // Физика плазмы. 2005. Т. 31, № 7. С. 642–646.

6. Bernstein M. J., Meskan D. A., van Paasen H. L. L. // Physics of Fluids. 1969. Vol. 12, N 10. P. 2193.

7. Lee J. H., Shomo L. P., Williams M. D., Hermansdorfer H. // Ibid. 1971. Vol. 14, N 10. P. 2217.

8. F. Castillo Mejia, Milanese M., Moroso R., Pouso J. Some experimental research on anisotropic effects in the neutron emission of dense plasma-focus devices // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. Vol. 30. P. 1499–1506.

9. Дудин В. И., Забиралов А. А., Курин С. А., Морозов И. В. Проблемы физики высоких плотностей энергии // Сб. докл. XII Харитоновских научных чтений. Саров, 2010. С. 505–510.

10. Bazanov A. A., Chernyshov W. K., Mamyshv W. I., Pozdov N. I. Second International Magnetized Target Fusion Workshop. 2001. Reno, Nevada.

11. Sing Lee, Serban A. Dimensions and lifetime of the plasma focus pinch // IEEE Transactions on Plasma Science. 1996. Vol. 24, N 3. P. 1101–1105.

12. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М. Физматгиз, 1961. С. 169.

13. Mather J. W., Bottoms P. J. // Phys. Fluids. 1968. Vol. 11, N 3. P. 611–618.