

04

## Генерация узконаправленного излучения ДД-нейтронов в плазмофокусном разряде — открытие и перспективы исследования

© В.Е. Аблесимов, А.Г. Малькин, О.Ю. Пашарина

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,  
607188 Саров, Нижегородская обл., Россия  
e-mail: ablesimov\_v@mail.ru

Поступило в Редакцию 10 июня 2022 г.

В окончательной редакции 27 июля 2022 г.

Принято к публикации 27 июля 2022 г.

Анализ результатов измерений сцинтилляционными детекторами временной зависимости выхода ДД-нейтронов в плазмофокусном разряде указывает на генерацию в разряде узконаправленного пучка нейтронов. Оценены количественные характеристики узконаправленного пучка нейтронов — выход нейтронов в пучке, длительность генерации, угловая расходимость пучка. Для оценки параметров пучка было проведено моделирование с помощью метода Монте-Карло особенностей временной зависимости сигнала сцинтилляционного детектора в условиях замкнутого пространства, в котором проводились измерения.

**Ключевые слова:** плазменный фокус, генерация ДД-нейтронов, сцинтилляционные детекторы, метод времени пролета, метод Монте-Карло.

DOI: 10.21883/JTF.2022.11.53438.153-22

### Введение

Измерение выхода нейтронов из плазмофокусных устройств является одним из наиболее информативных методов диагностики заполненного дейтерием плазменного фокуса (ПФ), поскольку оно дает явные доказательства природы механизма реакции синтеза. Величина выхода нейтронов является важнейшей характеристикой плазмофокусной камеры и с точки зрения прикладных задач. Исследование процессов генерации нейтронов в ПФ-устройствах имеет как практическое значение, так и способствует более глубокому пониманию механизмов протекания реакции синтеза в этих устройствах.

Многолетние исследования показали, что генерация нейтронов в ПФ обязана двум основным механизмам — термоядерному и ускорительному (модель „луч–мишень“), с изменяющимся относительным вкладом в зависимости от конструкции конкретного устройства и режима его работы. Определение относительного вклада того и другого механизма в суммарную генерацию нейтронного излучения вызывает большие затруднения как в теоретическом, так и в экспериментальном плане. Слабо исследован вопрос об идентичности временных параметров генерации нейтронов для этих механизмов.

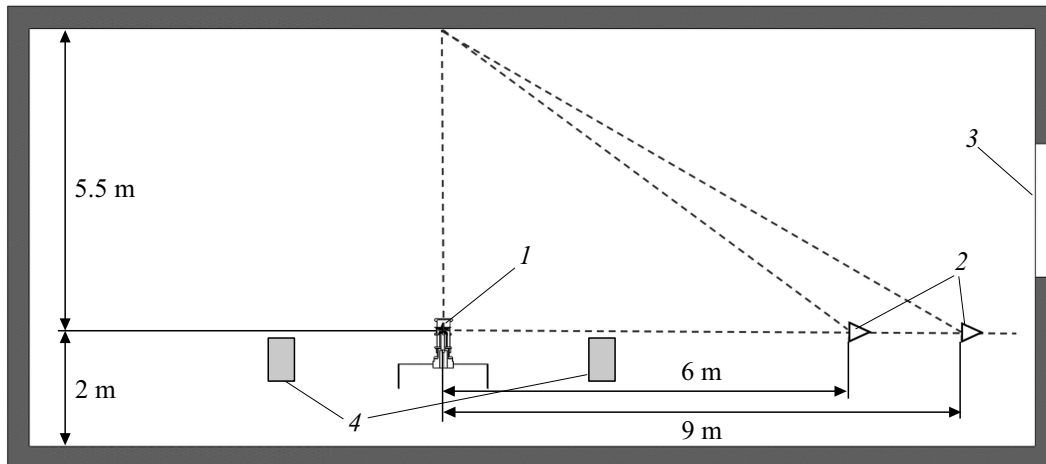
С ускорительным механизмом синтеза связывают анизотропию выхода и энергии генерируемых нейтронов. Значение анизотропии флюенса нейтронов обычно меньше 2 (отношение выхода нейтронов по оси плазмофокусной камеры к выходу перпендикулярно оси). В некоторых экспериментах [1–3] наблюдается аномально высокая степень анизотропии флюенса нейтронов — от 3.3 до 6. Энергия нейтронов в осевом направлении,

как правило, не превышает 2.9 MeV, в направлении, перпендикулярном оси, составляет 2.5–2.6 MeV [4,5]. Обширный обзор и библиография работ по исследованию генерации нейтронов и потоков заряженных частиц в плазмофокусных устройствах приводится в работе [6].

При исследовании характеристик плазмофокусной камеры мейзеровского типа, описанной в работе [7], исходное давление дейтерия в разрядной камере составляло 8 Torr (1 kPa). Конденсаторная батарея заряжалась до напряжения 38 kV. Разрядный ток достигал максимальной величины 1.2 MA примерно через три микросекунды после срабатывания разрядников. Энергия в разряде оценивается величиной  $\sim 45$  kJ. Параметры генерируемого излучения измерялись сцинтилляционными детекторами (СД), проводились измерения временной зависимости выхода нейтронов из устройства методом времени пролета. Использовались СД типа ССДИ-8 [8] с органическим пластмассовым сцинтиллятором (полистирол + *p*-терфенил), установленные на расстояниях 6 и 9 м от ПФ.

Экспериментальный зал имеет размеры 18 × 12 м и высоту 7.5 м. Камера располагалась вертикально, верхним торцом к потолку зала. Источник излучения (ПФ) располагался на высоте 2.06 м от пола. Минимальное расстояние до ближайшей стены составляло 4.5 м, до бетонного потолка —  $\sim 5.5$  м. Направление от источника на детекторы составляло  $\sim 80^\circ$  к оси камеры. Схема размещения оборудования (ПФ-камера, КБ-конденсаторная батарея, СД) в зале приведена на рис. 1.

Результатом измерений СД является зависимость от времени (осциллограмма) тока, вызываемого в детекторе воздействующим на него импульсом излучения. Осциллограммы сигнала детектора позволяют опреде-



**Рис. 1.** Схема расположения ПФ-камеры и СД-детекторов в экспериментальном зале: 1 — ПФ-камера, 2 — СД-детекторы, 3 — окно, 4 — конденсаторные батареи.

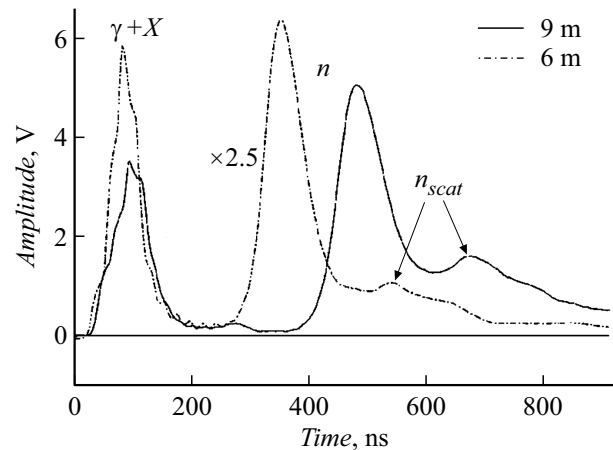
лить временные характеристики импульса излучения. Интегральный выход нейтронов определяется площадью нейтронной составляющей сигнала детектора с учетом вклада рассеянного излучения. Осциллограмма сигнала СД в рассматриваемых экспериментах имеет сложную структуру, соответствующую многообразию процессов генерации излучений в плазменной камере и вкладу в сигнал детектора рассеянных составляющих излучения.

## 1. Особенности временной зависимости сигнала СД и их оценка

Характерная форма временной зависимости сигналов детекторов, размещенных на расстояниях 6 и 9 м от ПФ, приведена на рис. 2. Начало временной шкалы — момент генерации излучения. По вертикальной оси — амплитуда сигнала в вольтах.

При анализе результатов была отмечена особенность временной зависимости сигнала СД, заключающаяся в том, что в ряде разрядов (shot) после основного пика нейтронного излучения  $n$ , отвечающего времени пролета нейтронами с энергией около 2.5–2.7 MeV расстояния до детекторов (6 и 9 м) — в интервале 500–550 ns для расстояния 6 м и 620–700 ns для 9 м — наблюдается более или менее выраженный пик  $n_{scat}$  с характерной шириной на полувысоте  $\sim 50$  ns, наложенный на „хвост“ основного импульса. Первый пик ( $\gamma + X$ ) — суперпозиция жесткого рентгеновского излучения ( $X$ ), не связанного с генерацией нейтронов, и гамма-излучения ( $\gamma$ ) от неупругих процессов взаимодействия нейтронов с материалами ПФ-камеры.

В ряде разрядов пик рассеянных нейтронов  $n_{scat}$  может быть практически неразличим (или отсутствовать) в структуре сигнала. Такой случай иллюстрируется экспериментальной осциллограммой на рис. 3.



**Рис. 2.** Характерные особенности сигнала сцинтилляционного детектора при наличии пика  $n_{scat}$ .

Анализ зависимости от времени тока разряда и его производной (наличие на осциллограммах только одной „особенности“) исключает возможность объяснения наблюдаемого явления повторным пинчеванием. Это относится ко всем разрядам, характеристики которых приведены ниже в таблице. Указанные зависимости тока практически идентичны как для разрядов с наличием пика  $n_{scat}$ , так и без него.

В качестве возможной причины появления пика  $n_{scat}$  на временной зависимости сигнала СД рассмотрена гипотеза рассеяния узконаправленного (narrowly focused) пучка нейтронов, выходящего вдоль оси ПФ-камеры, в ограниченной области потолка экспериментального зала. Обоснование предложенной гипотезы было выполнено путем моделирования сигнала детектора методом Монте-Карло по методике С-007, описанной в работе [9]. Предварительная проверка гипотезы генерации узконаправленного пучка ДД-нейтронов в проведенных

Параметры нейтронных импульсов

№ п/п	№ разряда	$t_{dir}$ , ns	$t_{scat}$ , ns	$t_{1/2,dir}$ , ns	$t_{1/2,scat}$ , ns	$S_{dir}$ , V·s	$S_{scat}$ , V·s	$t_{c,dir}$ , ns	$t_{c,scat}$ , ns	$S_{dir}/S_{scat}$	AC, counts/(100 s)
1	20	401	630	106	71	5.72E-07	4.48E-08	491	689	13	8765
2	44	403	621	75	53	3.98E-07	2.00E-08	476	666	20	9182
3	41	404	627	99	49	3.35E-07	6.96E-09	496	663	48	6708
4	36	402	660	90	46	1.78E-07	9.96E-09	482	697	18	4091
5	64	398	602	81	62	4.37E-07	4.14E-08	464	646	11	7498
6	57	402		72		3.23E-07		468			6618
7	63	398		68		3.60E-07		463			7115

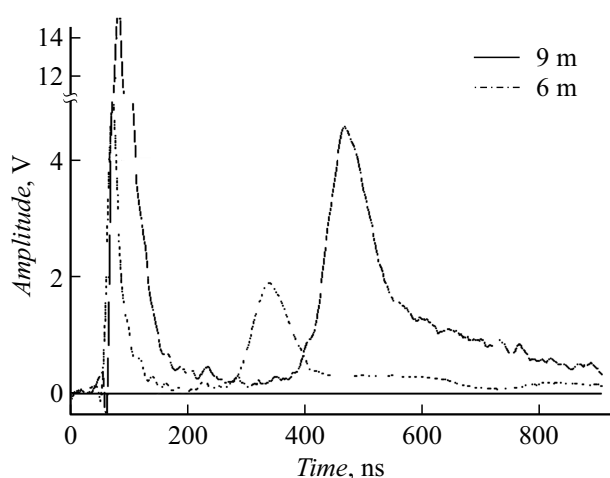


Рис. 3. Временная зависимость сигналов детекторов. Пик  $n_{scat}$  отсутствует.

экспериментах выполнена в работе [10]. Проверка подтвердила, что такая гипотеза объясняет наблюдаемые в эксперименте особенности временной зависимости сигнала СД, отвечающего выходу нейтронов из плазмофокусной камеры.

Для оценки количественных характеристик нейтронных пиков, зарегистрированных на осциллограммах сигналов СД в ходе измерений, была проведена обработка ряда экспериментальных осциллограмм для расстояния 9 м между источником и детектором, аналогичных представленным на рис. 2, 3. Передний фронт прямого и рассеянного пиков нейтронов аппроксимировался гауссианом, для которого определялись ширина пика на полувысоте ПШПВ (FWHM) и площадь. Понятно, что форма заднего фронта нейтронных пиков существенно искажается за счет нейтронов меньших энергий и рассеянного излучения.

Время прихода на детектор прямых и рассеянных нейтронов с максимальной энергией ( $t_{dir}$  и  $t_{scat}$ ) определялось как момент пересечения касательной к переднему фронту нейтронного пика с „подложкой“ — фоновым уровнем сигнала, обусловленным рассеянным излучением.

Параметры (характеристики) нейтронных пиков, обработанных указанным образом, приведены в таблице.

В таблице  $t_{dir}$  и  $t_{scat}$  — время прихода на детектор нейтронов с максимальной энергией (прямых и рассеянных от потолка зала),  $t_{1/2,dir}$  и  $t_{1/2,scat}$  — ширина на полувысоте аппроксимирующего гауссиана,  $S_{dir}$  и  $S_{scat}$  — площадь аппроксимирующего гауссиана в координатах экспериментальной осциллограммы (вольт-секунда),  $t_{c,dir}$  и  $t_{c,scat}$  — временная координата максимума пика прямых и рассеянных нейтронов соответственно.

В двух последних строках таблицы приведены параметры импульса для разрядов, в которых пик рассеянного излучения не наблюдается.

По результатам обработки осциллограмм, представленных в таблице, можно заключить следующее.

Площади прямого и рассеянного пиков не коррелируют друг с другом, а значит соответствующие процессы генерации нейтронов, отвечающих за проявление этих пиков, независимы.

Энергия нейтронов, соответствующая началу переднего фронта прямого пика, составляет  $\sim 2.6$  MeV. Ширина пика (ПШПВ), определяемая по переднему фронту, составляет 70–90 ns. Это значение индивидуально для каждого пика и является верхним значением длительности генерации нейтронов — длительность импульса на осциллограмме увеличивается из-за размытия нейтронами меньших энергий, в частности нейтронами возможного термоядерного процесса с энергией около 2.45 MeV.

Измеренная ширина рассеянного пика  $\sim 45$ –70 ns также индивидуальна для каждого разряда и является верхней оценкой длительности генерации узконаправленного пучка нейтронов. Превалирующим процессом упругого рассеяния нейтронов на угол около  $113^\circ$  (от бетонного потолка в направлении детекторов), позволяющим диагностировать выходящую по оси ПФ струю нейтронов, является упругое рассеяние на кислороде. Предельная энергия нейтронов пучка составляет 3.1–3.7 MeV и имеет индивидуальное значение для каждого разряда. Она оценивается исходя из изменения энергии нейтрона при упругом рассеянии на ядре атома кислорода на соответствующий угол и времени пролета нейтроном начальной энергии расстояния от источника нейтронов

до области рассеяния (потолка) и затем (с измененной энергией) до детектора.

В последнем столбце таблицы приводится число отсчетов за 100 с (отс/100 с) активационного счетчика нейтронов (АС), который в первом приближении можно рассматривать как монитор выхода нейтронов. АС (Ag в замедлителе) был установлен на расстоянии 6 м под углом  $90^\circ$  к оси камеры. Какой-либо связи между показаниями монитора и наличием или отсутствием пика  $n_{scat}$  на осциллограммах сигналов СД не наблюдается.

## 2. Моделирование сигнала СД при измерении излучения плазменного фокуса в замкнутом пространстве

Моделирование наблюдаемого в эксперименте вида зависимости от времени сигнала СД на расстоянии 9 м от источника проводилось в рамках гипотезы о наличии в составе излучения ПФ-камеры источника узконаправленного вдоль оси камеры потока нейтронов. Для расчетного моделирования зарегистрированного сигнала детектора были выбраны начальные данные, близкие к зафиксированным в эксперименте. При моделировании рассматривалась суперпозиция двух независимых источников нейтронов — 1) — генерирующего нейтроны во всех направлениях и 2) — узконаправленного (narrowly focused) нейтронного пучка с угловой расходимостью  $3^\circ$  между осью устройства и образующей конуса.

Для источника  $Y_{all}$ , генерирующего нейтроны во всех направлениях и формирующего прямой пик, исходя из модели „луч–мишень“ задавалось анизотропное распределение вылета нейтронов по энергии и углу, соответствующее дифференциальному сечению ДД-реакции для энергии нейтронов, вылетающих под углом  $0^\circ$  —  $E_n(0^\circ) = 2.96$  MeV, под углом  $80^\circ$  —  $E_n(80^\circ) = 2.56$  MeV [11], энергия бомбардирующих дейтонов — 0.15 MeV. Временная зависимость формы импульса генерации нейтронов задавалась близкой к гауссиану с шириной на полувысоте 80 ns и шагом 20 ns.

Для узконаправленного нейтронного пучка  $Y_{nf}$  была принята энергия нейтронов пучка 3.5 MeV, а угловая расходимость пучка —  $3^\circ$  между осью устройства и образующей конуса. В ходе расчетов угловую расходимость варьировали от  $3^\circ$  до  $15^\circ$ , чтобы оценить влияние размера области рассеяния на длительность рассеянного пика. Генерация пучка по времени задавалась равномерной в интервале 20 ns.

Результатом расчетов является выход света из сцинтиллятора, рассчитываемый с учетом модели световых выходов, описанной в работе [12], пропорциональный выходному току детектора и напряжению, снимаемому с детектора и регистрируемому на осциллограмме.

На рис. 4 приведены результаты модельных расчетов для источника  $Y_{all}$  (штриховая линия) и суперпозиции источников (сплошная линия). По горизонтальной оси время в наносекундах, по вертикали — величина

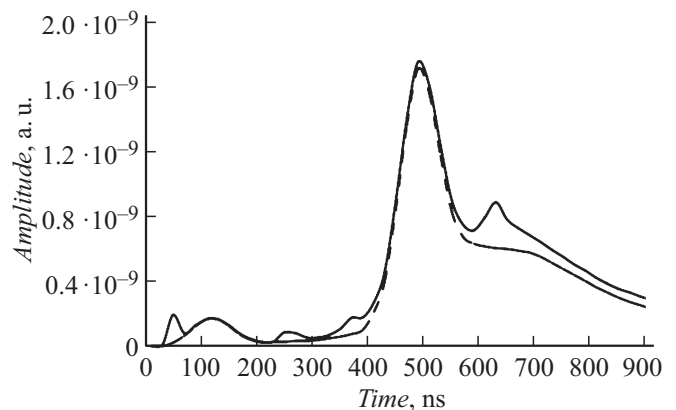


Рис. 4. Расчетная зависимость от времени сигнала детектора от источников  $Y_{all}$  (штриховая линия) и суперпозиции источников  $Y_{all}$  и  $Y_{nf}$  (сплошная линия,  $Y_{all} : Y_{nf} = 1 : 0.2$ ).

в условных единицах (a.u.), пропорциональная свету, возникающему в сцинтилляторе под воздействием падающего на детектор излучения. Для суперпозиции модельных расчетов было принято соотношение выхода нейтронов во всех направлениях  $Y_{all}$  к выходу нейтронов в узконаправленном пучке  $Y_{nf}$ , равное  $Y_{all} : Y_{nf} = 1 : 0.2$ .

Сплошная линия соответствует осциллограмме на рис. 2 — пик  $\sim 600$ – $700$  ns соответствует нейтронам, рассеянными в области взаимодействия нейтронного пучка с потолком экспериментального зала. Пунктирная линия соответствует осциллограмме на рис. 3 для отсутствия пика рассеянных нейтронов. Как общая картина, так и временное положение характерных пиков расчетной зависимости соответствуют экспериментальным осциллограммам.

Отношение площадей основного и рассеянного пиков на смоделированной временной зависимости световых выходов сцинтиллятора (рис. 4) составляет  $S_{dir} : S_{scat} = 24$ . В эксперименте для представленных в таблице разрядов, где фиксируется пик рассеянных нейтронов (строки 1–5), это отношение варьируется от 11 до 48. Выход нейтронов в экспериментах доходил до  $1.1 \cdot 10^{11}$  нейтронов на разряд [7]. Отсюда легко оценить выход узконаправленного пучка для указанных разрядов — он составляет  $\sim 10^{10}$  нейтронов на разряд с заметным разбросом от разряда к разряду. Напомним, что корреляция площадей прямого и рассеянного пиков отсутствует (вплоть до полной неразличимости рассеянного пика), а значит соответствующие процессы генерации тех и других нейтронов независимы.

В расчетах было исследовано влияние углового расхождения пучка, направленного по оси камеры, на ширину пика рассеянных нейтронов за счет увеличения размеров области рассеяния на потолке при увеличении угла конуса излучения. Для углов, равных  $3^\circ$  и  $5^\circ$  между осью устройства и образующей конуса, расчетная ширина пика согласуется с экспериментом — 40–50 ns, но для углов  $10^\circ$  и  $15^\circ$  заметно превышает (соответственно

90 и 140 ns) значения, зафиксированные в измерениях (таблица, столбец  $t_{1/2\text{scat}}$ ). Изменение формы зависимости генерации пучка от времени с равномерной в интервале 20 ns на близкую к гауссиану с „полушириной“ 60 ns также приводит к превышению расчетной ширины рассеянного пика (ПШПВ = 92 ns) над зафиксированной в измерениях.

Отсюда можно заключить, что основная часть узконаправленного пучка нейтронов для приведенных в таблице разрядов — (строки 1–5) заключена в пределах  $\sim 3\text{--}5^\circ$  между осью устройства и образующей конуса излучения, а длительность его генерации не превышает нескольких десятков наносекунд.

Из результатов расчета следует, что анизотропия углового распределения источника, пропорциональная дифференциальному сечению ДД-реакции с максимальной энергией нейтронов  $E_n(0^\circ) \sim 2.96 \text{ MeV}$ , не объясняет наличие на экспериментальных осциллограммах выраженного пика в интервале 600–700 ns. Тем более нельзя объяснить наличие такого пика в случае генерации термоядерных нейтронов (2.5 MeV) с изотропным выходом.

Моделирование особенностей экспериментальных осциллограмм не привязано к описанию результатов в конкретном разряде, а демонстрирует и объясняет единственно возможную причину возникновения (формирования) зарегистрированных результатов измерений.

### 3. Обсуждение результатов

Проведенная обработка экспериментальных записей и их моделирование методом Монте-Карло позволяют заключить, что в части разрядов в плазмофокусной камере реализуется особый вид механизма нетеплового синтеза нейтронов, а именно генерация узконаправленного по оси камеры пучка (потока) нейтронов с энергией  $\sim 3.5 \text{ MeV}$ , независимого от других процессов генерации — ускорительного по модели „луч–мишень“ и термоядерного синтеза.

Интегральный выход этого пучка может составлять заметную долю в сравнении с интегральным выходом за счет других механизмов генерации нейтронов в ПФ. Длительность генерации узконаправленного пучка нейтронов оценивается в несколько десятков наносекунд. Угловое расхождение пучка оценивается величиной  $\sim 3\text{--}5^\circ$ .

Об этом свидетельствуют:

- локализация пика рассеянных нейтронов на временной шкале для двух расстояний детекторов от источника (6 и 9 м), соответствующая времени пролета до детекторов нейтронов, упруго рассеянных от потолка помещения,
- отношение площадей основного и рассеянного пиков,
- длительность пика рассеянных нейтронов,

- отсутствие корреляции в серии разрядов между площадью прямого и рассеянного пиков вплоть до полного отсутствия рассеянного пика.

Энергия нейтронов пучка  $\sim 3.5 \text{ MeV}$  указывает на несомненную связь механизма генерации узконаправленного излучения из плазменного фокуса с ускоренными ионами. Генерация узконаправленного пучка ДД-нейтронов является одной из разновидностей ускорительного механизма генерации нейтронов в плазмофокусных устройствах. С этим процессом может быть связана аномально высокая степень анизотропии (от 3.3 до 6) флюенса нейтронов в экспериментах [1–3]. Выяснение деталей механизма этого вида генерации нейтронов является предметом дальнейших исследований.

АС (Ag в замедлителе), использовавшийся в экспериментах, как показывают расчеты МК, нечувствителен к вкладу генерации узконаправленного пучка нейтронов в общий выход нейтронов. Показания Ag-монитора практически неизменны для модельных расчетов, результаты которых приведены на рис. 4 — изменение активации индикатора не превышает 15%, что существенно меньше разброса показаний монитора от разряда к разряду.

Следует отметить, что многокомпонентная смесь элементов бетонного потолка, рассеяние от которой воспроизводилось в расчетах, затрудняет детальный анализ — это скорее качественное рассмотрение с выделением характерных черт процесса. Возможность точных количественных измерений открывает специальный способ измерений, согласно патенту [13], где рассеиватель (например, графит) с фиксированными размерами, установленный определенным образом, обеспечивает рассеяние осевого пучка ДД-нейтронов только в упругом процессе, и тем самым упрощается получение количественных результатов.

### 4. Перспективы исследования параметров генерации узконаправленного нейтронного излучения

#### 4.1. Размещение активационных детекторов перпендикулярно оси камеры

Считается, что генерация нейтронов в ПФ обязана двум основным механизмам — термоядерному и ускорительному (модель „луч–мишень“), с изменяющимся относительным вкладом в зависимости от конструкции конкретного устройства и режима его работы. С ускорительным механизмом синтеза связывают анизотропию выхода и энергии генерируемых нейтронов. Определение относительного вклада того и другого механизма в суммарную генерацию нейтронного излучения вызывает большие затруднения как в теоретическом, так и в экспериментальном плане. Общепринятым является сравнимое соотношение вклада этих механизмов (от 50 : 50 до 70 : 30). Остается открытым вопрос об

идентичности временных параметров этих механизмов генерации нейтронов.

Диаграммы направленности термоядерных и ускорительных нейтронов существенно различны. Коэффициент анизотропии для использованного в наших расчетах источника  $Y_{all}$  (см. выше)  $\sim 2.5$ . Тем не менее из модельных расчетов для анизотропного источника и для изотропного источника следует, что показания АС (Ag в замедлителе), установленного перпендикулярно оси камеры, для этих вариантов отличаются от среднего менее чем на 10%.

Из расчетов также следует, что АС, использовавшийся в экспериментах, практически нечувствителен к вкладу генерации узконаправленного пучка нейтронов в общий выход нейтронов. Его показания практически неизменны для модельных расчетов, результаты которых приведены на рис. 4 — изменение активации индикатора менее 15%.

И тот и другой результат сравним с погрешностью измерений и существенно меньше разброса показаний детектора АС (см. таблицу) от разряда к разряду.

Аналогичный вывод можно сделать для порогового индикатора на основе реакции  $^{115}\text{In}(n, n')$ , установленного под углом  $90^\circ$  к оси камеры вплотную к ее внешней поверхности.

Активационные измерения с детекторами (как с пороговыми, так и беспороговыми), установленными перпендикулярно оси камеры, не отвечают на вопрос об относительном вкладе различных механизмов генерации нейтронов.

#### 4.2. Измерение коэффициента анизотропии пороговыми индикаторами

Очень чувствительным к генерации узконаправленного пучка, согласно расчетам, является отношение активации пороговых индикаторов  $^{115}\text{In}(n, n')$ , размещенных под углами  $0^\circ$  и  $90^\circ$  к оси ПФ-камеры. Для нашей редакции измерений, как показывают расчеты, отношение показаний индикаторов  $0^\circ/90^\circ$  может различаться на порядок даже при незначительном (несколько процентов) вкладе генерации узконаправленного пучка в суммарный процесс генерации нейтронного излучения. Аналогичный вывод можно сделать для активационного индикатора на основе реакции  $^9\text{Be}(n, \alpha)$  с порогом около 1 MeV.

В наших экспериментах энергия нейтронов узконаправленного пучка оценивается величиной более 3 MeV. Измерения индикаторами нейтронного излучения с порогом  $> 3$  MeV могут также дать полезную информацию о параметрах выходящего по оси камеры пучка.

Очевидным преимуществом пороговых активационных индикаторов нейтронов является существенно меньший (по сравнению со счетчиком Ag в замедлителе) вклад рассеянного излучения и нечувствительность к рентгеновскому и гамма-излучению из плазменного фокуса и окружающей среды.

#### 4.3. Осциллографические измерения временных параметров генерации

Возможность точных количественных измерений характеристик узконаправленного излучения ДД-нейтронов открывает специальный способ измерений согласно патенту [13], где рассеиватель (например, графит) с фиксированными размерами, установленный определенным образом, обеспечивает рассеяние осевого пучка ДД-нейтронов только в упругом процессе и тем самым упрощается получение количественных результатов. При этом сокращается число используемых измерительных каналов — сигнал от источников нейтронов различной природы (термоядерного и обусловленного ускорительным механизмом) регистрируется на одном детекторе. В сочетании с использованием для измерения анизотропии пороговых активационных индикаторов такая редакция измерений позволит однозначно оценить количественные характеристики узконаправленного нейтронного потока.

#### Заключение

Результаты обработки экспериментальных зависимостей от времени сигналов СД в условиях измерений в помещении ограниченных размеров и моделирования этих временных зависимостей методом Монте-Карло свидетельствуют о наличии в плазмофокусном разряде особого процесса генерации узконаправленного по оси плазмофокусного устройства пучка нейтронов — третьего вида генерации ДД-нейтронов, дополняющего два общеизвестных процесса — термоядерный и ускорительный по модели „луч–мишень“. Генерация такого пучка ДД-нейтронов может рассматриваться как одна из разновидностей ускорительного механизма генерации нейтронов в плазмофокусных устройствах.

Моделирование методом Монте-Карло формирования сигнала СД для конкретных условий эксперимента позволило воспроизвести временную картину зависимости сигнала, совпадающую с соответствующими особенностями экспериментальной осциллограммы. При моделировании рассматривалась суперпозиция двух независимых источников нейтронов: 1) генерирующего нейтроны во всех направлениях и 2) узконаправленного (narrowly focused) нейтронного пучка с угловой расходимостью  $3^\circ$  между осью устройства и образующей конуса.

По результатам обработки экспериментальных записей и их расчетного моделирования методом Монте-Карло параметры генерируемого узконаправленного пучка нейтронов можно оценить следующим образом: интегральный выход пучка сравним с интегральным выходом за счет других механизмов генерации нейтронов в плазмофокусной камере и оценивается в рассмотренных измерениях величиной до  $\sim 10^{10}$  нейтронов на разряд; длительность генерации узконаправленного пучка нейтронов не превышает нескольких десятков наносекунд;

основная часть пучка заключена в угловом интервале  $\pm(3-5)^\circ$  от оси плазмофокусного устройства.

При проведении дальнейших исследований рекомендуется использовать запатентованный способ постановки измерений с локализованным рассеивателем.

### Финансирование работы

Работа осуществлена в рамках государственного заказа Российского Федерального ядерного центра — Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики (контракт Н.З.217.05.21.2107).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] F. Castillo-Mejía, M. Milanese, R. Moroso, J. Pouzo. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **30**, 1499 (1997).
- [2] M.V. Roshan, R.S. Rawat, A. Talebitaher, P. Lee, S.V. Springham. *Phys. Plasmas*, **16**, 053301 (2009). DOI: 10.1063/1.3133189
- [3] S.V. Springham, R. Verma, M.S.N. Zaw, R.S. Rawat, P. Lee, A. Talebitaher, J.H. Ang. *Nuclear Inst. Methods in Phys. Research*, **A 988**, 164830 (2021).
- [4] В.Е. Аблесимов, Ю.Н. Долин, О.В. Пашко, З.С. Цибилов. *Физика плазмы*, **36** (5), 436 (2010).
- [5] R. Niranjana, R.K. Rout, R. Srivastava, T.C. Kaushik, S.C. Gupta. *Rev. Scientific Instruments*, **87**, 033504 (2016). DOI: 10.1063/1.4942666
- [6] A.E. Dubinov, E.I. Fomicheva, L.A. Senilov. *Rev. Modern Plasma Physics*, **4**, 6 (2020). DOI: 10.1007/s41614-020-0041-1
- [7] В.Е. Аблесимов, А.В. Андрианов, А.А. Базанов, А.М. Глыбин, Ю.Н. Долин, П.В. Дудай, А.А. Зименков, В.А. Иванов, А.В. Ивановский, А.Е. Калинычев, Г.В. Карпов, А.И. Краев, С.С. Ломтев, В.Н. Нудиков, С.В. Пак, Н.И. Поздов, С.М. Полошко, А.Ф. Рыбаков, А.Н. Скобелев, А.Н. Туров, А.Ю. Февралев. *ПМТФ*, **1**, 94 (2015).
- [8] А.И. Веретенников, К.Н. Даниленко (сост.). *Средства диагностики однократного импульсного излучения. Сб. трудов НИИИТ.* (ИздАТ, М., 1999)
- [9] А.К. Житник, Е.Н. Донской, С.П. Огнев, А.В. Горбунов, А.Н. Залялов, Н.Г. Иванов, А.Г. Малькин, В.И. Рослов, Т.В. Семенова, А.Н. Субботин. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов*, **1**, 17 (2011).
- [10] В.Е. Аблесимов, О.Ю. Пашарина. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов*, **1**, 34 (2020).
- [11] H. Liskien, A. Paulsen. *Nucl. Data Tables*, **11**, 569 (1973).
- [12] А.Е. Шмаров, В.И. Семенов. *Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ*, **19** (1), 182 (2014).
- [13] В.Е. Аблесимов. *Способ измерения угловых характеристик излучения импульсного источника нейтронов* (Пат. РФ на изобретение № 2738688. Приоритет изобретения 02 марта 2020 г.)