

УДК 539
DOI 10.53403/9785951505071_2022_9

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СИГНАЛА ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО ДЕТЕКТОРА ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА В ЗАМКНУТОМ ПРОСТРАНСТВЕ

В. Е. Аблесимов, О. Ю. Паширина

Российский федеральный ядерный центр –
Всероссийский НИИ экспериментальной физики, Саров

Проведен анализ результатов измерений выхода ДД-нейтронов в экспериментах с плазмодифокусной камерой (ПФ) мейзеровского типа. Проведены расчеты формирования сигнала применительно к регистрации излучения ПФ сцинтилляционными детекторами (СД) методом времени пролета для конкретных условий измерений в экспериментальном зале. Постановка эксперимента по измерению излучения ПФ в экспериментальном зале СД смоделирована в расчетах, проведенных по методике С-007 на основе метода Монте-Карло. Условия измерений характеризуются трехмерной геометрией среды, окружающей источник излучения и детектор, заметным вкладом в регистрируемый сигнал нейтронного и гамма-излучения, обусловленного взаимодействием нейтронов с окружающей источник средой.

Проведенный анализ показал, что существенное влияние на формирование сигнала СД оказывает анизотропия нейтронного потока, генерируемого в плазмодифокусной камере. Расчеты методом Монте-Карло позволили установить роль вклада в сигнал детектора излучения, рассеянного в окружающей среде, вкуче с анизотропией потока нейтронов из источника.

Ключевые слова: плазменный фокус, анизотропия выхода нейтронов, сцинтилляционные детекторы, метод времени пролета, метод Монте-Карло.

Введение

Рассмотрены результаты измерений характеристик излучения ПФ-камеры методом времени пролета в экспериментах, проводимых в помещении ограниченных размеров. Конструкция камеры, цели эксперимента и некоторые результаты приведены в работе [1]. Описываемые измерения параметров импульсного плазмодифокусного источника нейтронов характеризуются существенно трехмерной геометрией среды, окружающей источник излучения и детектор, воздействием на детектор смешанного нейтронного и гамма-излучения, обусловленного взаимодействием нейтронов с окружающей источник средой, неопределенностью спектрального состава рассеянного излучения.

В работе рассмотрены особенности формирования сигнала детекторов в условиях экспериментального зала.

Проведено сравнение результатов измерения излучения ПФ сцинтилляционными детекторами СД методом времени пролета с результатами расчетов аналогичной зависимости методом Монте-Карло.

Рассмотрено влияние анизотропии нейтронного излучения ПФ на формирование вида временной зависимости регистрируемого излучения.

Экспериментальное оборудование и геометрия измерений

Экспериментальный зал имеет размеры 18×12 м и высоту 7,5 м. Источник излучения (ПФ) располагался на высоте 2,06 м от пола. Минимальное расстояние от ближайшей стены составляло 4,5 м, до бетонного потолка $\sim 5,5$ м.

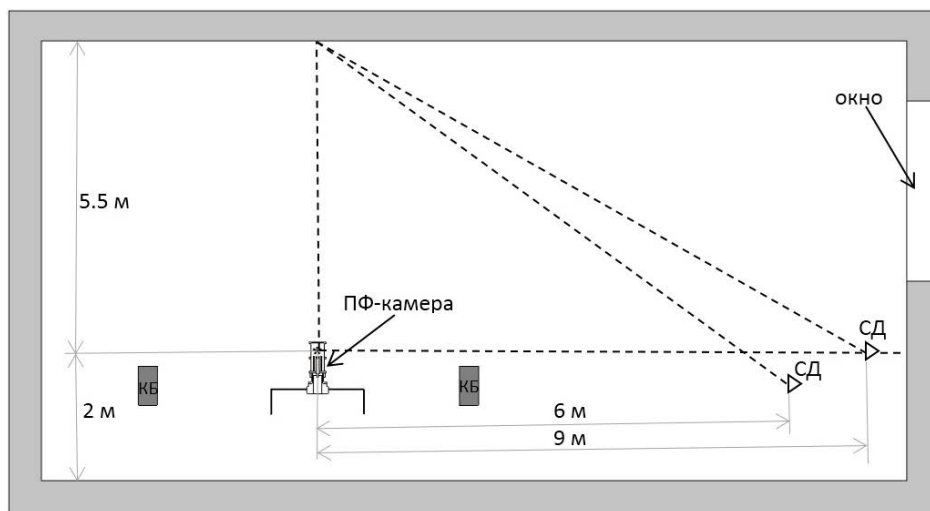


Рис. 1. Схема расположения ПФ-камеры и детекторов СД в экспериментальном зале

Направление от источника на детекторы составляло $\sim 90^\circ$ к оси камеры. Детекторы СД устанавливались на расстояниях 6 и 9 м от источника излучения. Временипролетный интервал между гамма-излучением и ДД-нейтронами с энергией $\sim 2,5$ МэВ для детекторов, установленных на расстоянии 9 м, равняется 390 нс, для 6 м – 260 нс.

В смешанных неколлимированных полях нейтронного и гамма-излучения кроме прямых нейтронов источника в сигнал СД дает вклад фоновое излучение – рассеянные в окружающей среде нейтроны и образующиеся в результате взаимодействия нейтронов с окружением гамма-кванты. Проведенные ранее в том же помещении измерения с экранированием одного из детекторов теньным цилиндром [2] показывают, что вклад фонового излучения в сигнал детектора составляет существенную долю сигнала детектора.

При этом спектральные характеристики того и другого видов фонового излучения неизвестны, а экспериментальное их определение весьма затруднительно и представляет отдельную сложную задачу.

Описание экспериментальных осциллограмм и обсуждение их особенностей

Результатом измерений детекторами СД является временная зависимость тока, вызываемого в детекторе воздействующим на него импульсом излучения. Осциллограммы сигнала с детектора позволяют определить временные характеристики импульса излучения. Интегральный выход нейтронов определяется площадью сигнала детектора.

Осциллограмма сигнала СД (временная зависимость тока детектора от времени) в рассматриваемых экспериментах имеет сложную структуру, соответствующую многообразию процессов генерации излучений в плазменной камере и вкладу в сигнал детектора рассеянных составляющих излучения. Характерная форма импульса детекторов, размещенных на расстояниях 6 и 9 м от ПФ, приведена на рис. 2, 3.

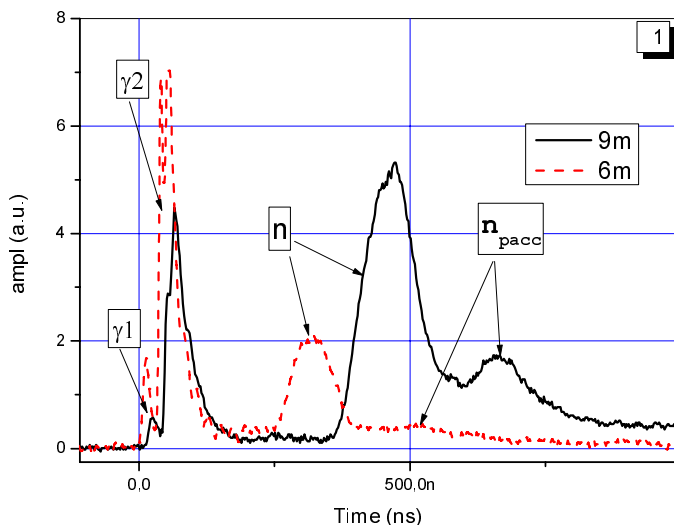


Рис. 2. Характерные особенности сигнала сцинтилляционного детектора (разряд 1)

Для расстояния 9 м первый слабый пик гамма-излучения (γ_1) отвечает моменту генерации нейтронов, второй (γ_2), смещенный на ~ 40 нс, генерации жесткого рентгеновского (гамма) излучения (полуширина 20 нс), далее на ~ 390 нс по фронту от первого гамма импульса отстоит пик основного нейтронного импульса n (полуширина около 100 нс), и далее в ряде случаев наблюдается более или менее выраженный пик $n_{\text{расс}}$ (на отметке около 600–700 нс), наложенный на «хвост» основного импульса, обусловленного рассеянием излучения и простирающегося на интервал более 1,5 мкс после разряда в камере. Вклад в формирование столь длительного сигнала детектора вносит также гамма-излучение, рожденное в процессах неупругого взаимодействия нейтронов с материалами ПФ-камеры и стенами, полом, потолком экспериментального зала. Процессы взаимодействия нейтронов идут также на конденсаторных батареях, других элементах обстановки зала, однако вклад последних, как показали расчеты, существенно меньше.

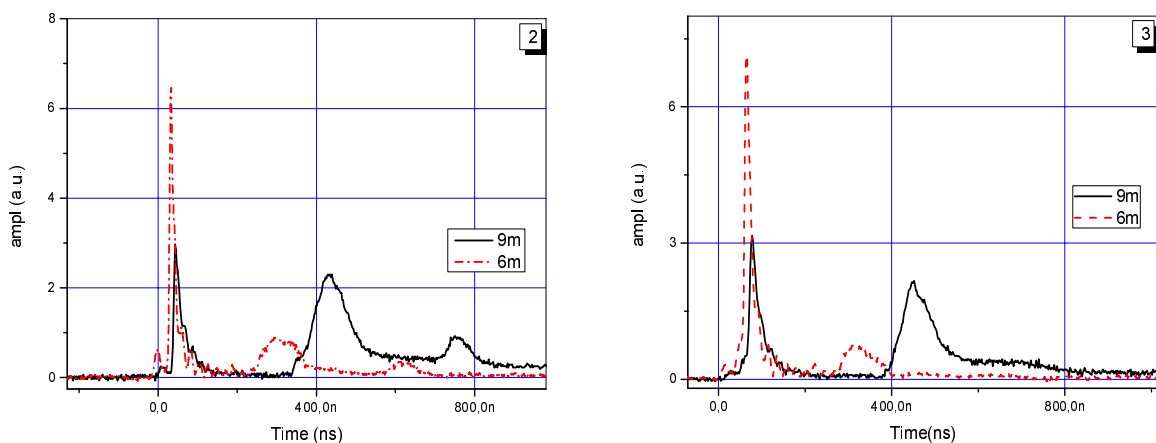


Рис. 3. Осциллограммы сигнала детекторов (разряды 2 и 3)

Для детектора на расстоянии 6 м пики, связанные с нейтронным излучением, смещены в соответствии с меньшим временем пролета ближе к гамма-импульсу (~ 260 нс для основного и около 500–600 нс для рассеянного нейтронного импульса).

Нет физических механизмов, связанных с процессами в ПФ-камере и отвечающих за возникновение в самой камере нейтронов с временем пролета до детектора 600–700 нс (9 м) и 500–600 нс (6 м) – разряд уже закончился.

В качестве возможной причины возникновения пика на осциллограммах была рассмотрена гипотеза рассеяния нейтронов от потолка экспериментального зала (помещения). В пользу этого предположения говорит зависимость положения указанного пика на осциллограмме от места размещения детектора, что можно связать с временем пролета упруго рассеянных нейтронов до детектора. Если предположить, что этот пик отвечает упругому рассеянию нейтронов от потолка экспериментального зала, то время появления этих пиков (~ 650 нс для 9 м и ~ 550 нс для 6 м) соответствует времени пролета нейтронами с энергией 2,9 МэВ расстояния 5,5 м от источника излучения до потолка помещения (катет) и расстояния от области упругого рассеяния на потолке до места расположения детекторов. Для обоснования этой гипотезы было проведено сравнение результатов измерения излучения ПФ методом времени пролета с результатами расчетов аналогичной зависимости методом Монте-Карло.

Заметим, что пик рассеянных нейтронов выражен на разных осциллограммах в разной степени (рис. 1 и 2). В частности он может быть практически неразличим в структуре сигнала – рис. 3, разряд 3. Это зависит от величины анизотропии выхода нейтронов из плазменного фокуса.

Влияние анизотропии нейтронного излучения ПФ на зависимость от времени сигнала детектора

Выше отмечено, что величина пика рассеянных нейтронов от импульса к импульсу варьируется (осциллограммы разрядов 1, 2 и 3). Возможной причиной изменения вклада этой составляющей сигнала может служить различная степень анизотропии излучения ПФ. Анизотропия излучения, как известно, свойственна процессу генерации нейтронов в ПФ и проявляется в зависимости значений выхода и энергии генерируемых нейтронов от направления вылета излучения. Как правило, анизотропия измеряется значением коэффициента анизотропии $K_a = Y(0^\circ)/Y(90^\circ)$ как отношение выхода нейтронов по оси камеры (0°) и перпендикулярно оси (90°). Она 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 с изотропным распределением генерируемых нейтронов.

Вклад ускорительного механизма генерации нейтронов сильно варьируется от разряда к разряду в силу случайного стохастического характера газового разряда в камере в процессе экспериментов. Исследование анизотропии выхода нейтронов из ПФ-камеры представляет интерес для изучения вопроса о соотношении термоядерного и ускорительного механизмов генерации нейтронов в исследуемых устройствах и деталях этих процессов.

Анизотропия характеристик нейтронного потока, возникающего в ДД-реакции в плотном плазменном фокусе, является предметом исследований в ряде работ [3, 4, 5]. В работах [3] измеренная величина анизотропии выхода нейтронов составляла $1,28 \pm 0,04$, в работе [4] от 1,28 до 1,48, в работе [5] в узком конусе $\pm 5^\circ$ от оси камеры зафиксирована анизотропия до 5,4–6. Такую величину анизотропии авторы связывают с зарегистрированным экспериментально с помощью камеры Фарадея возникновением узких ионных пучков, распространяющихся из области фокуса в том же интервале углов. В работе авторов с сотрудниками [6] измеренная величина анизотропии варьировалась в диапазоне 1,3–2 от импульса к импульсу, а энергия нейтронов составляла 2,9 МэВ под 0° по отношению к 2,5 МэВ под углом 90° к оси камеры. В работе [7] значение K_a изменяется в диапазоне 1,5–3,2 и зависит от давления ДД-газа в камере (5–15 мбар), в работе [8] K_a определен как $1,33 \pm 0,18$, а энергия нейтронов в осевом и радиальном направлениях составляла 2,9 МэВ и 2,58 МэВ соответственно, в работе [9] анизотропия выхода нейтронов была оценена как $1,59 \pm 0,12$. Обширный обзор работ, связанных с генерацией нейтронного излучения в ПФ и с анизотропией генерируемого излучения, приведен в работе [10].

Расчетное исследование формирования сигнала сцинтилляционного детектора

Современные возможности метода Монте-Карло [11] и соответствующего вычислительного комплекса позволяют проводить расчеты в трехмерной геометрии, практически не зависящие от ее сложности.

Для обоснования нашей гипотезы и объяснения особенностей, наблюдаемых на экспериментальных осциллограммах, в частности для выяснения влияния анизотропии выхода нейтронов из источника на форму сигнала сцинтилляционного детектора были проведены модельные расчеты по программе МК, в которых угловое распределение источника нейтронов задавалось: а) изотропным с энергией 2,5 МэВ и б) равномерно распределенным в конусе с углом раствора ± 3 градуса от оси камеры с энергией 2,9 МэВ [6, 8] – сильная степень анизотропии. Обоснованием для этого служит явно выраженная локализация рассеянных нейтронов в довольно узком временном диапазоне, что позволяет предположить генерацию по оси устройства направленного потока нейтронов с малой угловой расходимостью. Для более наглядной интерпретации процессов генерации рассеянного излучения источник нейтронов задавался мгновенным,

Эти расчеты позволили установить временную привязку и относительный вклад в сигнал детектора составляющих излучения, рассеянного от окружающей источник и детектор среды. Результатом расчетов является выход света из сцинтиллятора, рассчитываемый с учетом модели световых выходов, описанной в [12], пропорциональный выходному току детектора (напряжению), регистрируемому на осциллограмме.

В расчетах учитывалась геометрия экспериментального зала и конструкционные (основные) элементы размещенного в нем оборудования (конденсаторная батарея, сама конструкция камеры, подводящие кабели), учитывалось рассеяние в воздухе. Оценивался парциальный вклад этих элементов в сигнал детектора от рассеянных нейтронов.

Результаты указанных расчетов, с расшифровкой вклада отдельных процессов, приведены на рис. 4, 5.

На рис. 4 приведена расчетная зависимость световых выходов сцинтиллятора, установленного на расстоянии 9 м, для направленного по оси камеры источника нейтронов.

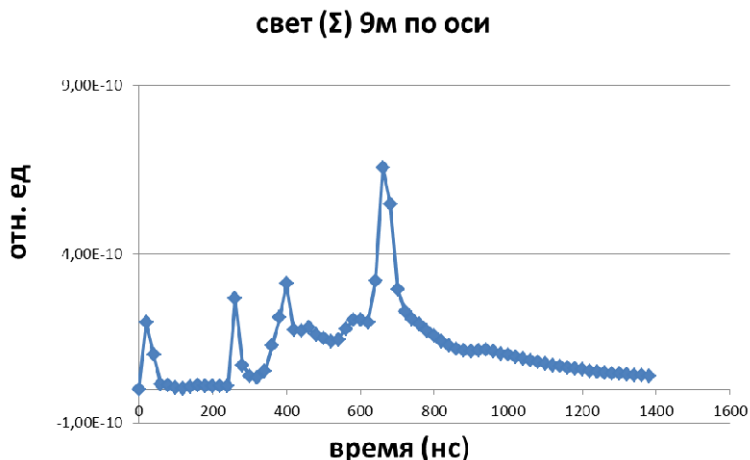


Рис. 4. Расчетная зависимость световых выходов сцинтиллятора 9 м (источник нейтронов, направленный по оси камеры)

По горизонтальной оси время в нс, по вертикали – величина, пропорциональная свету, возникающему в сцинтилляторе под воздействием падающего на детектор излучения. Здесь первый пик – гамма-кванты от неупругого взаимодействия нейтронов с материалами плазмофокусной камеры (время пролета до детектора ~ 30 нс), второй пик 270–280 нс – гамма-кванты от неупругого взаимодействия нейтронов с потолком экспериментального зала (на расстоянии 5,5 м), куда направлен поток нейтронов, третий пик 380–420 нс – нейтроны, рассеянные материалами ПФ-камеры, четвертый пик 700 нс – нейтроны, рассеянные в месте взаимодействия нейтронного потока с потолком экспериментального зала.

Аналогичные расчеты были проведены и для точечного изотропного источника нейтронов. На рис. 5 приведены расчетные зависимости суммарного световыхода в детекторе на расстоянии 9 м.

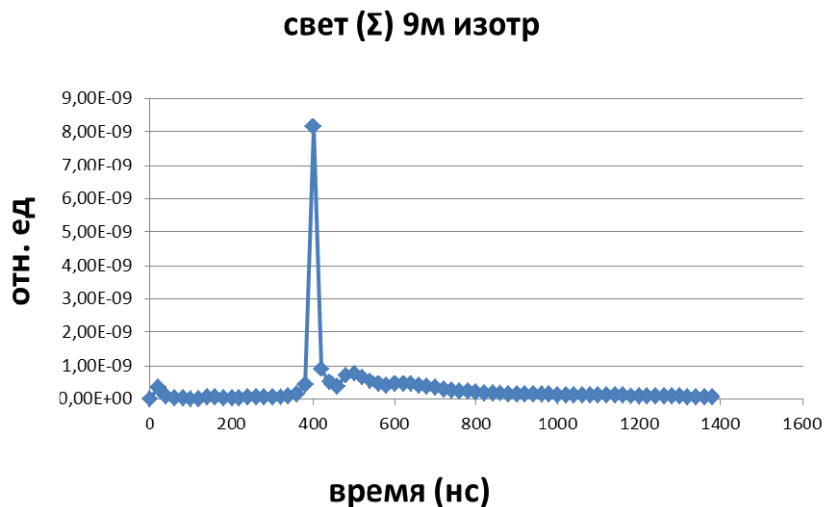


Рис. 5. Расчетная зависимость световыхода сцинтиллятора (источник нейтронов изотропный)

Здесь также явно просматривается вклад в сигнал детектора процессов рассеяния нейтронов источника на элементах окружающей обстановки, но в случае изотропного источника временная зависимость рассеянного излучения более сглажена за счет распределения области рассеяния нейтронов по всей окружающей источник и детектор среде.

Приведем также несколько результатов для детектора, установленного на 6 м. Для случая направленного по оси источника расчетная зависимость сигнала детектора показана на рис. 6.

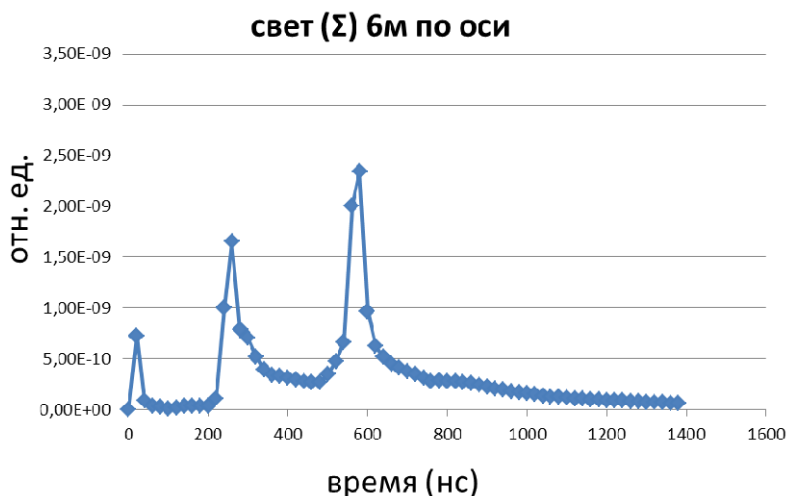


Рис. 6. Расчетная зависимость световыхода сцинтиллятора 6 м (источник нейтронов, направленный по оси камеры)

Для случая изотропного источника расчетная зависимость сигнала детектора показана на рис. 7).

В реальном эксперименте сигнал детектора является суперпозицией этих двух крайних случаев с изменяющейся от импульса к импульсу относительной долей. Примеры такой суперпозиции для относительного вклада 50/50 изотропной и направленной по оси камеры части приведены на рис. 8 и 9.

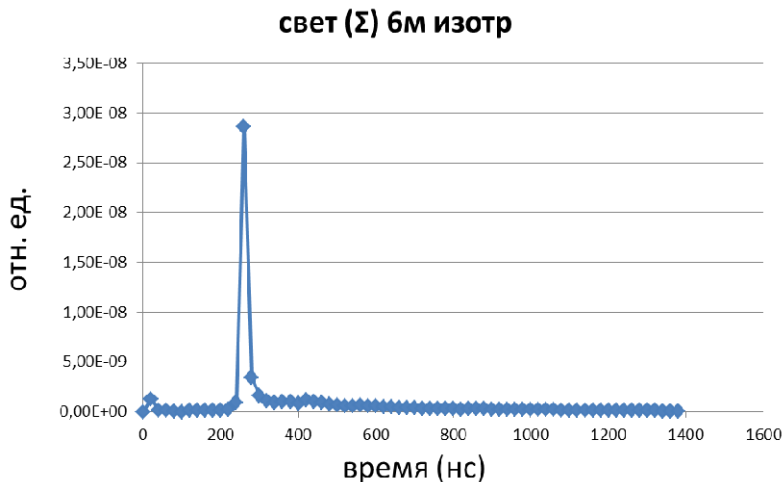


Рис. 7. Расчетная зависимость световыходов сцинтиллятора (изотропный источник нейтронов)

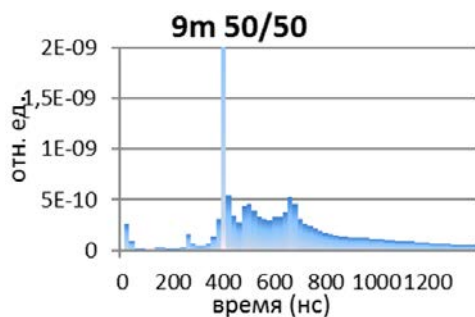


Рис. 8. Расчетная зависимость световыходов сцинтиллятора 9 м

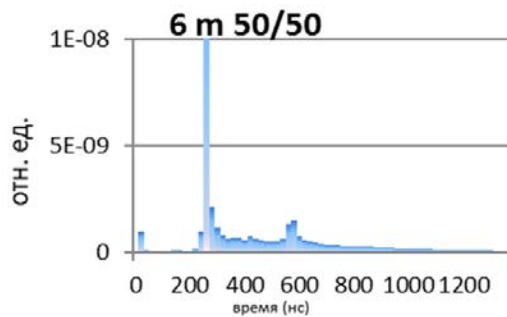


Рис. 9. Расчетная зависимость световыходов сцинтиллятора 6 м

Ясно видно, что характерные особенности расчетных временных зависимостей совпадают с аналогичными особенностями экспериментальной осциллограммы. Как общая картина, так и временное положение характерных пиков на экспериментальных осциллограммах сигналов (рис. 2 и 3) в целом соответствуют расчетной картине, видно заметное влияние анизотропии на форму временной зависимости сигналов детекторов на разных расстояниях. Напомним, что пример практического отсутствия анизотропии в одном из разрядов (3) иллюстрирует рис. 3.

В обзоре [10] указывается, что «по имеющимся оценкам, доля анизотропной нейтронной эмиссии может составлять от нескольких до 42,5 % от полного нейтронного выхода», т. е. может наблюдаться сильное различие доли анизотропии от разряда к разряду. Соответственно, вклад рассеянных нейтронов в сигнал детектора может быть ярко выраженным или почти неразличимым, обуславливая различие регистрируемых зависимостей.

Обсуждение результатов

Расчеты позволили воспроизвести временную картину зависимости сигнала детектора для конкретных условий эксперимента, совпадающую с аналогичными особенностями экспериментальной осциллограммы, в частности подтвердить гипотезу рассеяния от потолка узконаправленного пучка нейтронов.

Отметим, что многокомпонентная смесь элементов (бетон), рассеяние от которой воспроизводилось в расчетах, затрудняет детальный анализ – это скорее качественное рассмотрение с выделением характерных черт процесса. Возможность точных количественных измерений открывает спе-

циальная редакция измерений, где рассеиватель (графит) с фиксированными размерами, установленный определенным образом, позволяет провести рассеяние осевого пучка нейтронов только в упругом процессе и тем самым упростить получение количественных результатов.

На практике измерения выхода нейтронов ведутся под определенным углом к оси камеры, а затем результаты пересчитываются в значение полного выхода (как правило, в предположении изотропного распределения излучения источника). При определении истинного значения полного выхода нейтронов из источника надо учитывать влияние анизотропии либо расширением неопределенности результата, либо проводить подробные расчеты, добиваясь совпадения расчетной и экспериментальной осциллограмм.

Возможно, но весьма трудоемко и существенно удорожает эксперимент проведение измерений, например, несколькими СД под разными углами при тщательной коллимации излучения от источника в направлении детектора. В частности в экспериментах, описанных в работе [13], выход и спектр нейтронов были зарегистрированы под углами 0^0 , 90^0 , и 180^0 , что расширяет представления о характеристиках исследуемого устройства. Строгая коллимация выходящего из источника излучения, как правило, неоправданно удорожает постановку измерений.

В конкретных приложениях нас всегда интересует выход нейтронов в определенном направлении, поэтому с практической точки зрения возможно проведение измерений в определенном направлении в неколлимированном пучке с вычетом вклада рассеянных нейтронов по результатам «теневых» измерений, согласно методике, рассмотренной в [2].

Заключение

Проведенный анализ формирования сигнала сцинтилляционных детекторов, регистрирующих выход нейтронов из ПФ-камеры методом времени пролета, указывает на существенное влияние на формирование сигнала анизотропии нейтронного потока. Условия измерений характеризуются трехмерной геометрией среды, окружающей источник излучения и детектор, существенным вкладом фонового нейтронного и гамма-излучения в регистрируемый детекторами СД сигнал.

Рассмотрены особенности формирования сигнала детекторов СД в условиях ограниченного пространства экспериментального зала, обусловленные как рассеянным излучением, так и режимом работы ПФ.

Для объяснения особенностей, наблюдаемых на экспериментальных осциллограммах, была предложена гипотеза о влиянии анизотропии выхода нейтронов из источника на форму сигнала СД. Для обоснования этого предположения были проведены модельные расчеты по программе Монте-Карло, в которых угловое распределение источника нейтронов задавалось: а) изотропным и б) направленным по оси камеры (сильная степень анизотропии). Для более наглядной интерпретации процессов генерации рассеянного излучения источник нейтронов задавался мгновенным. Как общая картина, так и временное положение характерных пиков на экспериментальных осциллограммах в целом соответствуют расчетной картине и подтверждают гипотезу заметного влияния на формирование сигнала детектора рассеянного излучения вкуче с анизотропией потока нейтронов из источника.

Результаты расчетов можно применить для анализа проводимых экспериментов, в том числе для оценки наличия анизотропии выхода нейтронов в конкретном разряде.

Литература

1. Аблесимов В. Е., Андрианов А. В., Базанов А. А., Глыбин А. М., Долин Ю. Н., Дудай П. В., Зименков А. А., Иванов В. А., Ивановский А. В., Калинычев А. Е., Карпов Г. В., Краев А. И., Ломтев С. С., Нудиков В. Н., Пак С. В., Поздов Н. И., Полюшко С. М., Рыбаков А. Ф., Скобелев А. Н., Туров А. Н., Февралев А. Ю. Разработка плазмофокусного нейтронного источника, запитываемого от взрывомагнитного генератора // ПМТФ, № 1, 2015 г., с. 94–103. Новосибирск.

2. Аблесимов В. Е., Цибилов З. С., Пашко О. В., Долин Ю. Н. Комплексные измерения выхода нейтронов импульсного источника типа «плазменный фокус». Методы и средства физических измерений, Т. 1. Сборник докладов VI отраслевой научно-технической конференции / Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2008. С. 24–33.
3. Bernstein M. J., Meskan D. A., van Paasen H. L. L. Space, time, and energy distribution of neutrons and X-rays from a focused plasma discharge. // *Physics of Fluids*. 1969. V.12. N. 10. P. 2193.
4. Lee J. H., Shomo L. P., Williams M. D., Hermansdorfer H. Neutron production mechanism in a plasma focus // *Physics of Fluids*. 1971. V. 14. N. 10. P. 2217.
5. Castillo Mejia F., 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. V. 30. P. 1499–1506.
6. Аблесимов В. Е., Долин Ю. Н., Пашко О. В., Цибилов З. С. Корреляция анизотропии выхода нейтронного излучения с электрическими характеристиками разряда типа «плазменный фокус» // *Физика плазмы*, том 36, № 5, Май 2010, С. 436–439.
7. Roshan M. V., Rawat R. S., Talebitaher A., Lee P., and Springham S. V. Neutron and high energy deuteron anisotropy investigations in plasma focus device // *Physics of Plasmas*, 16, (2009); <https://doi.org/10.1063/1.3133189>
8. Ram Niranjana, R. K. Rout, R. Srivastava, T. C. Kaushik, and Satish C. Gupta. A 109 neutrons/pulse transportable pulsed D-D neutron source based on flexible head plasma focus unit. // *Review of Scientific Instruments* 87, 033504 (2016); <https://doi.org/10.1063/1.4942666>
9. Milanese M., Moroso R., Castillo F., Herrera J. J. E., Golzarri J. I., and Espinosa G. Time Integrated and Time Resolved Neutron Measurements in a Plasma Focus Device // *AIP Conference Proceedings* 875, 423 (2006); <https://doi.org/10.1063/1.2405979>
10. Дубинов А. Е., Сенилов Л. А. Исследования на плазменных фокусах в развивающихся странах / Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2013.
11. Житник А. К., Донской Е. Н., Огнев С. П., Горбунов А. В. и др. Методика С-007 решения методом Монте-Карло связанных линейных уравнений переноса нейтронов, гамма-квантов, электронов и позитронов // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов*. 2011. Вып. 1. С. 17–24.
12. Шмаров А. Е., Семенов В. И. Модель световых выходов органических жидких и пластмассовых сцинтилляторов для протонов // *Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ*. 2014. Вып. 19. Ч. 1. С. 182–193.
13. Голубев В. И., Макеев Н. Г., Пащенко Е. С., Рубцов Н. В., Спиринов А. А., Сурский О. К., Цукерман В. А., Черемухин Г. Н. // *Физика и техника импульсных источников ионизирующего излучения для исследования быстропротекающих процессов: Труды ученых ядерных центров России*. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1996. Вып. 5. С. 297–303.

THE SPECIFICS OF THE TIME-OF-FLIGHT DETECTOR SIGNAL GENERATION IN MEASUREMENTS OF THE PLASMA FOCUS RADIATION IN A CLOSED SPACE

V. E. Ablesimov, O. Yu. Pasharina

Russian Federal Nuclear Center –
All-Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics, Sarov

Measuring results of DD-neutron yield in experiments with plasma-focus chamber (PF-chamber) of Meiser type were analyzed. Signal forming was computed with regard to PF-radiation registration with scintillation detector (SD) with time-of-flight method for specific measuring conditions in the experimental room. The setup of the experiment on

PF-radiation measurements in experimental SD room was simulated in computations performed by C-007 procedure based on Monte-Carlo method. Measuring conditions are characterized by a 3D geometry of the radiation source and detector surrounding medium, a significant neutron and gamma radiation contribution into the registered signal conditioned by the interaction of neutrons with the source surrounding medium.

The performed analysis has shown that anisotropy of the neutron flux generated in plasma-focus chamber influences the formation of SD signal essentially. Monte-Carlo computation made it possible to find the role of radiation dissipated in the surrounding medium along with anisotropy of the neutron flux from the source as they contribute to the signal.

Key words: plasma focus, neutron yield anisotropy, scintillation detectors, time-of-flight method, Monte Carlo method.