

УДК 533.9+539.1.08

DOI: 10.53403/9785951505309\_2022\_27\_1\_366

# Особенности формирования сигнала времяпролетного детектора при измерении излучения плазменного фокуса в замкнутом пространстве

В. Е. Аблесимов, О. Ю. Пашарина

*Проведен анализ результатов измерений выхода ДД-нейтронов в экспериментах с плазмофокусной камерой мейзеровского типа. Выполнены расчеты формирования сигнала при регистрации излучения плазмофокусной камеры сцинтилляционными детекторами методом времени пролета для конкретных условий измерений в экспериментальном зале. Условия измерений характеризуются трехмерной геометрией среды, окружающей источник излучения и детекторы, заметным вкладом в регистрируемый сигнал нейтронного излучения и гамма-излучения, обусловленного взаимодействием нейтронов с окружающей источник средой. Постановка экспериментов смоделирована в расчетах по методике С-007 на основе метода Монте-Карло.*

*Показано, что существенное влияние на формирование сигналов детекторов оказывает анизотропия нейтронного потока, генерируемого в плазмофокусной камере. Установлена роль вклада в сигнал излучения, рассеянного в окружающей среде.*

## Введение

Одним из направлений разработки нейтронных источников на основе плазмофокусной (ПФ) камеры является проведение экспериментов с использованием взрывомагнитного генератора. Предварительным этапом разработки является исследование характеристик ПФ-камеры в лабораторных экспериментах, проводимых в помещении ограниченного объема. Измерение характеристик излучения ПФ-камеры в экспериментах выполняется сцинтилляционными детекторами (СД) методом времени пролета. Конструкция камеры, цели эксперимента и некоторые результаты приведены в работе [1].

В лабораторных экспериментах измерения параметров импульсного ПФ-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, а также неопределенностью спектрального состава рассеянного излучения.

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

Проведено сравнение результатов измерения излучения ПФ-методом времени пролета с результатами расчетов 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 ~5,5 м.

Направление от источника на детекторы составляло  $\sim 90^\circ$  к оси камеры. СД устанавливались на расстоянии 6 м (СД-6) и 9 м (СД-9) от источника излучения. Времяпролетный интервал между гамма-излучением и ДД-нейтронами с энергией  $\sim 2,5$  МэВ для СД-9 равняется 390 нс, для СД-6 – 260 нс. Схема расположения экспериментального оборудования показана на рис. 1.

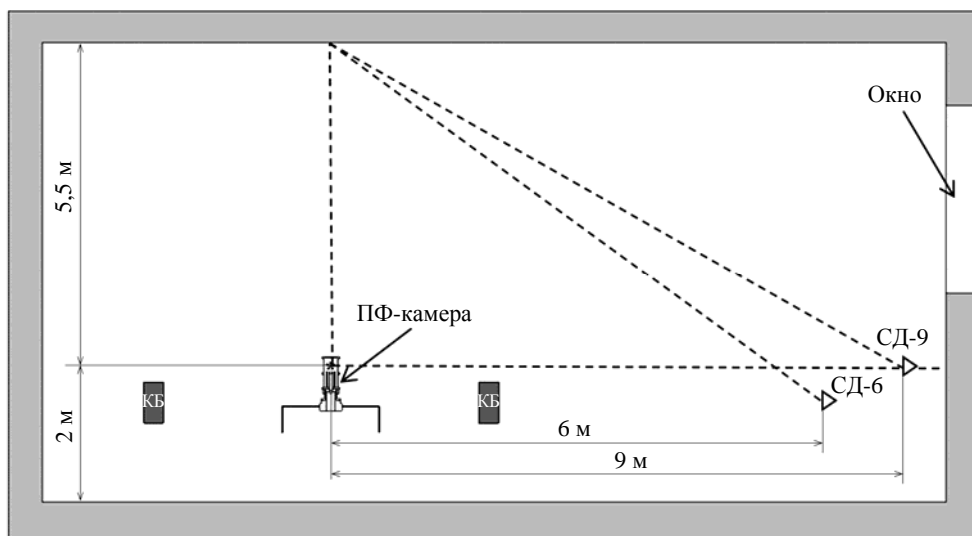


Рис. 1. Схема расположения ПФ-камеры и СД в экспериментальном зале

В смешанных неколлимированных полях нейтронного и гамма-излучений, кроме прямых нейтронов источника, вклад в сигнал СД дает 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 СД тенью цилиндром [2] показывают, что вклад фонового излучения в сигнал детектора составляет его существенную долю.

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

Осциллограмма сигнала СД (временная зависимость тока детектора от времени) в рассматриваемых экспериментах имеет сложную структуру, соответствующую многообразию процессов генерации излучений в ПФ-камере и вкладу в сигнал СД составляющих рассеянного излучения. Характерные формы импульсов СД-6 и СД-9 приведены на рис. 2, 3.

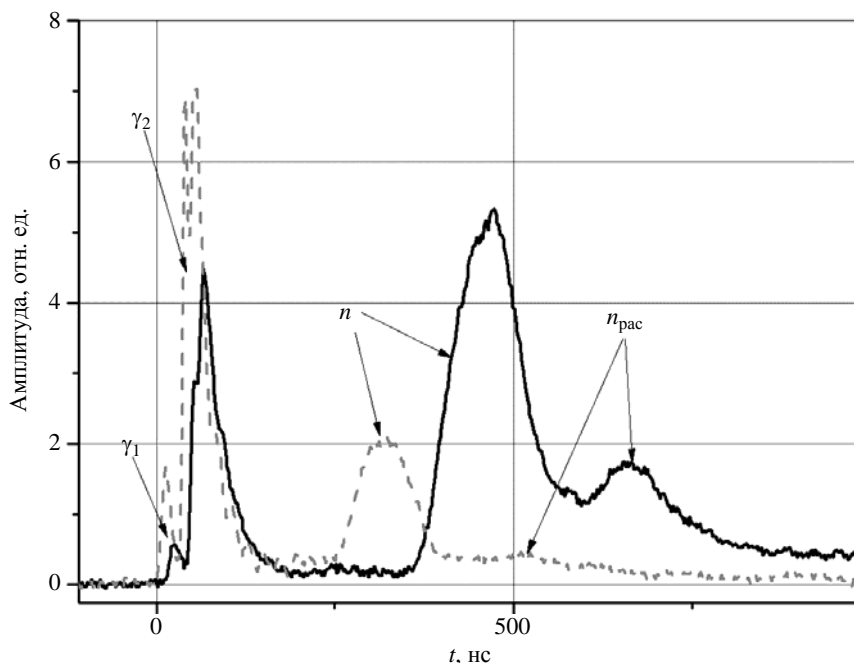


Рис. 2. Характерные особенности сигнала СД, разряд 1: — — СД-9, - - - - СД-6

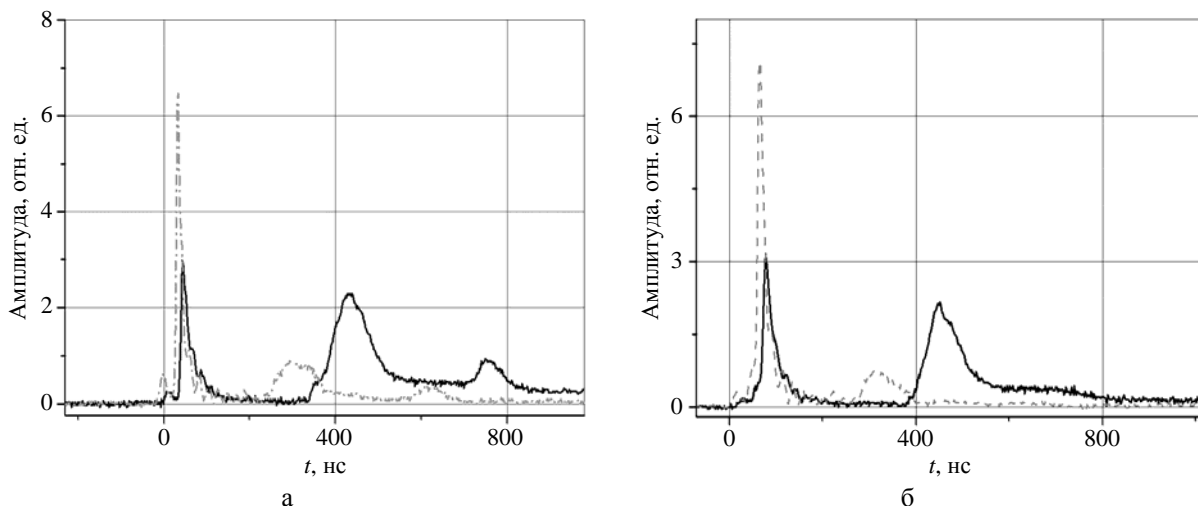


Рис. 3. Осциллограммы сигналов СД, разряды 2 (а) и 3 (б): — — СД-9, - - - - СД-6

Для СД-9 первый слабый пик гамма-излучения ( $\gamma_1$ ) отвечает моменту генерации нейтронов, второй ( $\gamma_2$ ), смещенный на  $\sim 40$  нс, – генерации жесткого рентгеновского гамма-излучения (полуширина 20 нс). Далее на  $\sim 390$  нс по фронту от первого гамма-импульса отстоит пик основного нейтронного импульса  $n$  (полуширина около 100 нс), и еще далее в ряде случаев наблюдается более или менее выраженный пик  $n_{\text{рас}}$  (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 СД 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 (КБ на рис. 1) и других элементах обстановки зала, однако их вклад, как показали расчеты, существенно меньше.

Для СД-6 пики, связанные с нейтронным излучением, смещены в соответствии с меньшим временем пролета ближе к гамма-импульсу ( $\sim 260$  нс для основного и около 500–600 нс для рассеянного нейтронного импульса).

Физических механизмов, связанных с процессами в ПФ-камере и отвечающих за возникновение в ней нейтронов со временем пролета 600–700 нс до СД-9 и 500–600 нс до СД-6, нет – 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 свидетельствует зависимость положения указанного пика на осциллограмме от места размещения СД, что можно связать со временем пролета упругорассеянных нейтронов до СД. Если предположить, что эти пики отвечают упругому рассеянию нейтронов от потолка экспериментального зала, то время их появления ( $\sim 650$  нс для СД-9 и  $\sim 550$  нс для СД-6) соответствует времени пролета нейтронами с энергией 2,4–2,5 МэВ расстояния 12,8 и 15,3 м, которые складываются из расстояния 5,5 м от источника излучения до потолка помещения (катет треугольника на рис. 1) и расстояния от области рассеяния на потолке до места расположения СД (гипотенуза): 7,8 м для СД-6 и 10,3 м для СД-9.

Для обоснования этой гипотезы было проведено сравнение результатов измерения излучения ПФ-излучения методом времени пролета с результатами расчетов аналогичной зависимости методом Монте-Карло.

Заметим, что пик рассеянных нейтронов выражен на разных осциллограммах в разной степени (см. рис. 2, 3). В частности, он может быть практически неразличим в структуре сигнала (см. рис. 3,б). Как показано ниже, это зависит от анизотропии выхода нейтронов из ПФ-камеры.

### ***Влияние анизотропии нейтронного излучения ПФ на зависимость от времени сигнала СД***

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

( $90^\circ$ ). 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.

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 при изучении вопроса о соотношении термоядерного и ускорительного механизмов генерации нейтронов в исследуемых устройствах.

Анизотропия характеристик нейтронного потока, возникающего в ДД-реакции в плотном плазменном фокусе, является предметом исследований в ряде работ [3–5]. В работе [3] измеренная анизотропия 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. Такие значения 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 анизотропия варьировалась в диапазоне 1,3–2 от импульса к импульсу, а энергия нейтронов составляла 2,9 МэВ под нулевым углом по отношению к 2,5 МэВ под углом  $90^\circ$  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]  $K_a$  имеет значения  $1,33 \pm 0,18$ , а энергия нейтронов в осевом и радиальном направлениях составляет 2,9 и 2,58 МэВ соответственно. В работе [9] анизотропия выхода нейтронов оценена как  $1,59 \pm 0,12$ . Обширный обзор работ, связанных с генерацией нейтронного излучения в ПФ-камере и анизотропией генерируемого излучения, приведен в работе [10].

### ***Расчетное исследование формирования сигнала СД***

Современные возможности метода Монте-Карло позволяют проводить расчеты в трехмерной геометрии, практически не зависящие от ее сложности.

Для обоснования предполагаемой гипотезы и объяснения особенностей, наблюдаемых на экспериментальных осциллограммах, в частности для выяснения влияния анизотропии выхода нейтронов из источника на форму сигнала СД, были проведены модельные расчеты по методике С-007 [11], в которых угловое распределение источника нейтронов задавалось: а) изотропным и б) мононаправленным по оси камеры (крайняя степень анизотропии). Для более наглядной интерпретации процессов генерации рассеянного излучения источник нейтронов задавался мгновенным, с энергией 2,5 МэВ.

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

В расчетах учитывалась геометрия экспериментального зала и конструкционные (основные) элементы размещенного в нем оборудования (конденсаторная батарея, сама конструкция камеры, подводные кабели), рассеяние в воздухе. Оценивался парциальный вклад указанных элементов в сигнал СД от рассеянных нейтронов. Результаты расчетов приведены на рис. 4, 5.

На рис. 4 приведена расчетная зависимость световыхода ( $\Sigma$ ) СД-9 для мононаправленного по оси камеры источника нейтронов. Эта величина пропорциональна свету, возникающему в СД-9 под воздействием падающего на детектор излучения. Здесь первый пик дают гамма-кванты от неупругого взаимодействия нейтронов с материалами ПФ-камеры (время пролета до СД  $\sim 30$  нс); второй пик при 270–280 нс – гамма-кванты от неупругого взаимодействия нейтронов с потолком экспериментального зала (на расстоянии 5,5 м), куда направлен поток нейтронов; третий пик при 380–420 нс – нейтроны, рассеянные материалами ПФ-камеры; четвертый пик (700 нс) – нейтроны, рассеянные в месте взаимодействия нейтронного потока с потолком экспериментального зала.

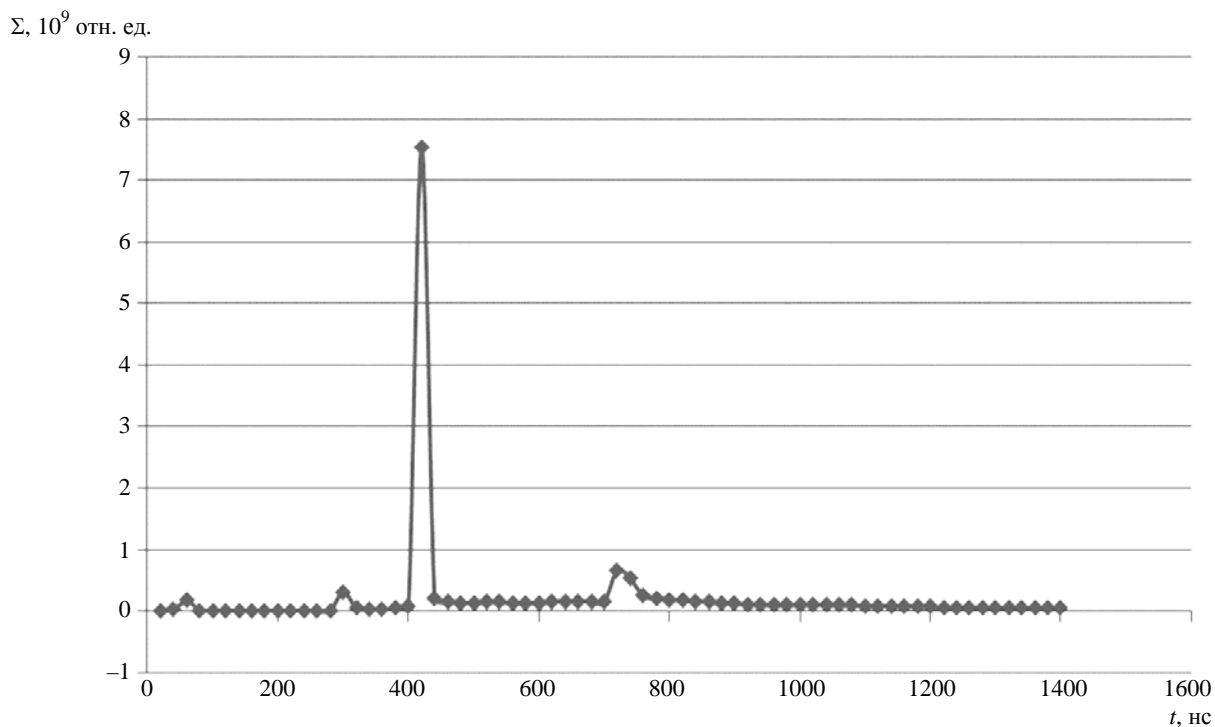


Рис. 4. Расчетная зависимость световыхода СД-9 для мононаправленного по оси камеры источника нейтронов

Аналогичные расчеты были проведены и для точечного изотропного источника нейтронов. На рис. 5 приведены расчетные зависимости суммарного световыхода в СД-9. Здесь также явно просматривается вклад в сигнал СД 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.

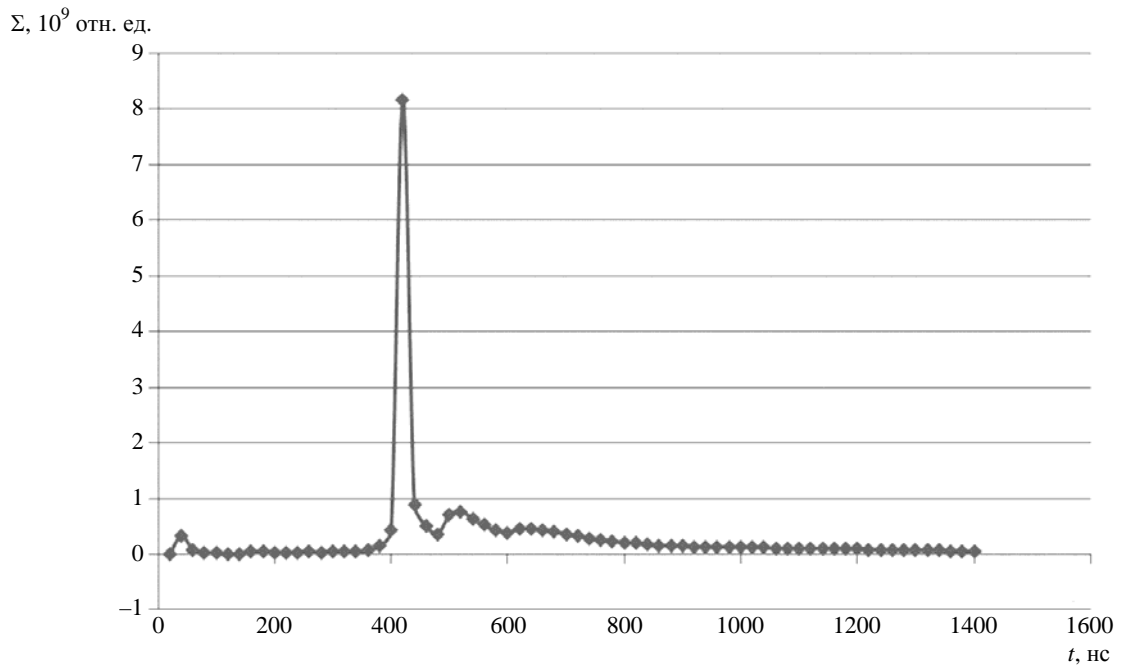


Рис. 5. Расчетная зависимость световыхода СД-9 для изотропного источника нейтронов

Для СД-6 расчетная зависимость сигнала СД для случая мононаправленного источника показана на рис. 6, для случая изотропного источника – на рис. 7.

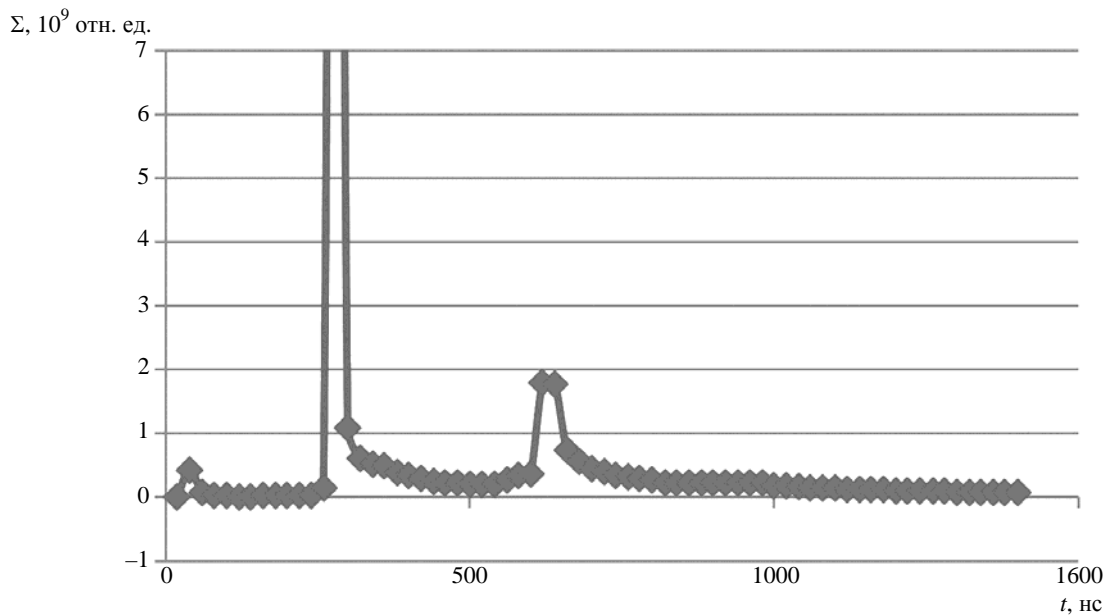


Рис. 6. Расчетная зависимость световыхода СД-6 для мононаправленного по оси камеры источника нейтронов

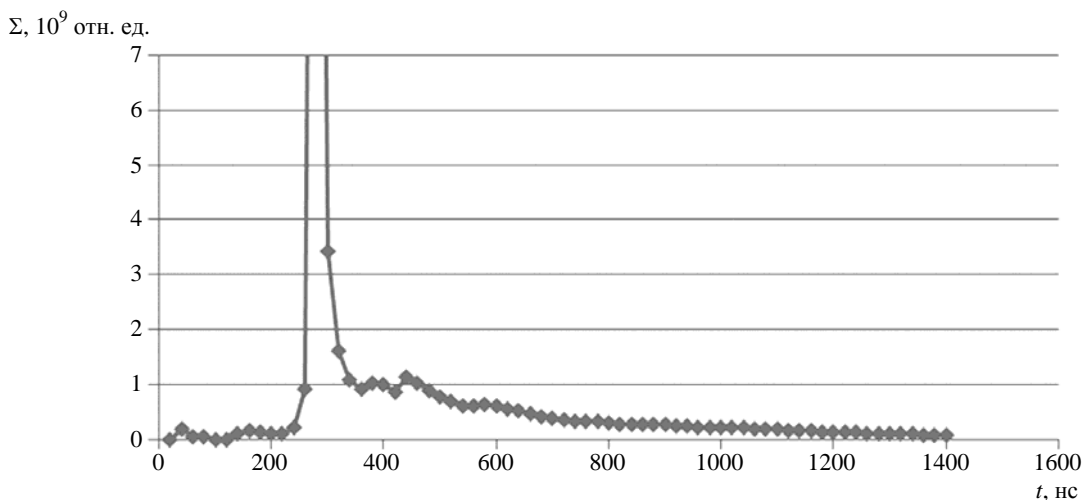


Рис. 7. Расчетная зависимость световыхода СД-6 для изотропного источника нейтронов

В реальном эксперименте сигнал СД является суперпозицией этих двух крайних случаев с изменяющейся от импульса к импульсу их относительной долей. Примеры такой суперпозиции для относительного вклада изотропной и мононаправленной частей 50/50 приведены на рис. 8, 9.

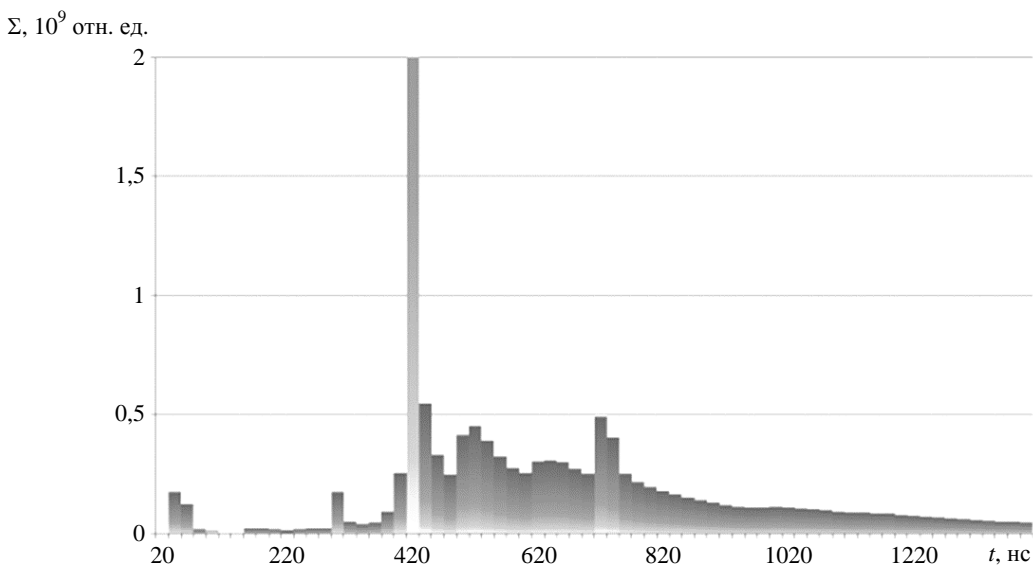


Рис. 8. Расчетная зависимость световыхода СД-9 (суперпозиция 50/50)

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 (см. рис. 2, 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 (третьем) иллюстрирует рис. 3,б.



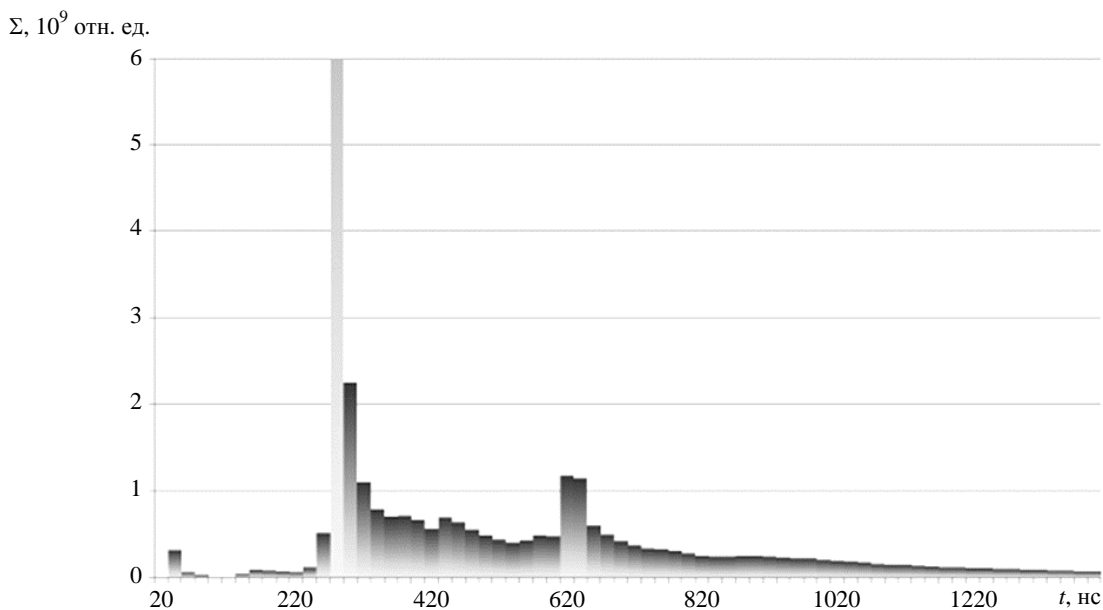


Рис. 9. Расчетная зависимость световыхода СД-6 (суперпозиция 50/50)

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 СД может быть ярко выраженным или почти неразличимым, обуславливая различие регистрируемых зависимостей.

### Обсуждение результатов

На практике измерения выхода нейтронов ведутся под определенным углом к оси камеры, а затем результаты пересчитываются для получения значения полного выхода (как правило, в предположении изотропного распределения излучения источника). При определении истинного значения полного выхода нейтронов из источника надо либо учитывать влияние анизотропии 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, 90 и 180°, что расширяет представление о характеристиках исследуемого устройства. Строгая коллимация выходящего из источника излучения, как правило, неоправданно удорожает постановку измерений.

В конкретных приложениях 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 *теневого* измерений [2].

## **Заключение**

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

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

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 методике С-007, в которых угловое распределение источника нейтронов задавалось изотропным и мононаправленным по оси камеры (крайняя степень анизотропии). Для более наглядной интерпретации процессов генерации рассеянного излучения источник нейтронов задавался мгновенным с энергией 2,5 МэВ. 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.

## **Список литературы**

1. Аблесимов В. Е., Андрианов А. В., Базанов А. А. и др. Разработка транспортбельного плазмофокусного нейтронного источника, запитываемого от взрывомагнитного генератора // ПМТФ. 2015. № 1. С. 94–103.
2. Аблесимов В. Е., Цибилов З. С., Пашко О. В., Долин Ю. Н. Комплексные измерения выхода нейтронов импульсного источника типа «плазменный фокус» // Сб. докл. VI отраслевой науч.-техн. конф. «Методы и средства физических измерений». Т. 1. – 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 // Phys. of Fluids. 1969. Vol. 12, N 10. P. 2193–2202.
4. Lee J. H., Shomo L. P., Williams M. D., Hermansdorfer H. Neutron production mechanism in a plasma focus // Ibid. 1971. Vol. 14, N 10. P. 2217–2223.
5. Mejia Castillo 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. Vol. 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. 2010. Т. 36, № 5. С. 436–439.
7. Roshan M. V., Rawat R. S., Talebitaher A. et al. Neutron and high energy deuteron anisotropy investigations in plasma focus device // Phys. of Plasmas. 2009. Vol. 16 [doi.org/10.1063/1.3133189].
8. Ram Niranjana, Rout R. K., Srivastava R. et al. A  $10^9$  neutrons/pulse transportable pulsed D-D neutron source based on flexible head plasma focus unit // Rev. of Sci. Instrum. 2016. Vol. 87. P. 033504 [doi.org/10.1063/1.4942666].
9. Milanesel M., Morosol R., Castillo F. et al. Time integrated and time resolved neutron measurements in a plasma focus device // AIP Conf. Proc. 2006. Vol. 875. P. 423–426 [doi.org/10.1063/1.2405979].
10. Дубинов А. Е., Сенилов Л. А. Исследования на плазменных фокусах в развивающихся странах. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013.
11. Житник А. К., Донской Е. Н., Огнев С. П. 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. Матем. моделирование физ. 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., Пашенко Е. С. и др. Физика и техника импульсных источников ионизирующих излучений 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

*The analysis of experimental measurement results was performed for the DD-neutron yield experiments with the Mather-type plasma focus chamber. Calculations of the signal generation were carried out for the experiment on recording the plasma focus radiation by scintillation detectors (SD) with the time-of-flight method under specific measurement conditions in the experimental hall. The measurement conditions are a 3D geometry of the medium surrounding the radiation source and detector and a noticeable contribution of the neutron- and gamma-radiation caused by the neutron-medium interaction to the signal recorded by the detector. The measurement experiment was simulated by the C-007 code using the Monte Carlo method.*

*It was demonstrated that the anisotropy of the neutron flux generated in the plasma focus chamber has a significant effect on the SD signal generation. The role of the contribution to the detector signal from radiation scattered in the environment was established.*