

## Генерация нейтронов при наносекундном высоковольтном разряде в дейтерии при низком давлении

© М.И. Ломаев,<sup>1,2</sup> Б.А. Нечаев,<sup>3</sup> В.Н. Падалко,<sup>3</sup> Г.Н. Дудкин,<sup>3</sup>  
Д.А. Сорокин,<sup>1</sup> В.Ф. Тарасенко,<sup>1,2</sup> Е.Н. Шувалов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт сильноточной электроники СО РАН,  
634055 Томск, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
634050 Томск, Россия

<sup>3</sup> Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634050 Томск, Россия

e-mail: nechaev@tpu.ru, Lomaev@loi.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 5 сентября 2014 г.)

Проведены сравнительные измерения выхода нейтронов при высоковольтном наносекундном разряде в дейтерии при использовании в качестве потенциального анода электродов в форме полого цилиндра, изготовленных из вольфрама и стали. Заземленным катодом служила плоская металлическая пластина, покрытая слоем дейтерированного циркония. Наибольший выход нейтронов в реакции  ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$  ( $\sim 1.2 \cdot 10^4$  n/pulse) был получен при использовании анода из вольфрама при давлении дейтерия  $\sim 10^2$  Па. При использовании данных, полученных с помощью сцинтилляционного детектора, оценена длительность импульса потока нейтронов, составившая  $\sim 1.5$  ns.

### Введение

При создании источников нейтронов с малой длительностью импульса, используемых при получении изотопов, изучении ядерной трансмутации элементов и в ряде других задач ядерной физики, применяются установки на основе сверхмощных короткоимпульсных лазеров [1–3]. Для получения потоков нейтронов короткой длительности применяются также высоковольтные разряды в дейтерии при низком давлении [4,5]. Стабильный выход нейтронов вследствие  $D-T$ -реакции был получен при использовании катодов-мишеней, насыщенных тритием. В более поздней работе [6] было продемонстрировано, что стабильный выход нейтронов регистрируется также, во-первых, вследствие  $D-D$ -реакции при высоковольтном наносекундном разряде в дейтерии низкого давления при использовании дейтерированных мишеней. Во-вторых, приблизительно на порядок величины меньший, но стабильный выход нейтронов регистрировался также в отсутствие электродов-мишеней, насыщенных дейтерием. Это означает, что  $D-D$ -реакция и соответственно процесс генерации нейтронов имели место не только при взаимодействии ускоренных дейтронов с мишенью, но и в газоразрядном объеме.

Создание стабильных короткоимпульсных источников нейтронов малых габаритов и приемлемой стоимости актуально с точки зрения их возможного практического применения, в частности, для калибровки систем регистрации экспериментальных комплексов, используемых при проведении работ в области ядерной физики. С этой точки зрения целесообразно проведение работ, направленных на увеличение выхода нейтронов в установках на основе высоковольтных разрядов в дейтерии

при низком давлении, возбуждаемых малогабаритными высоковольтными генераторами.

Настоящая работа является продолжением ранее выполненного исследования [6]. Целью работы являлось проведение сравнительных измерений выхода нейтронов при высоковольтном наносекундном разряде низкого давления в дейтерии при использовании потенциальных анодов в форме полого цилиндра, изготовленных из вольфрама и нержавеющей стали, а также оценка длительности процесса генерации нейтронов.

### Экспериментальная установка и методики

При проведении экспериментов использовалась установка, описанная в [6]. Для возбуждения разряда использовался высоковольтный импульсный генератор РАДАН-220 [7]. Длительность фронта импульса напря-

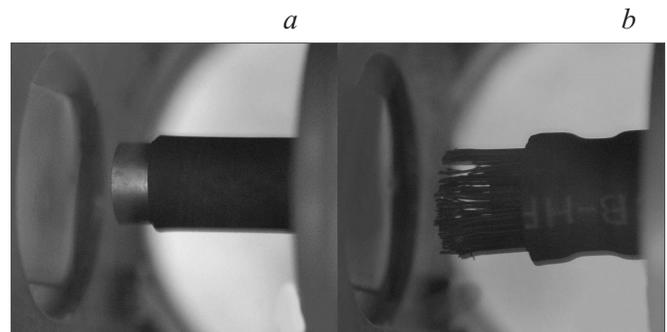


Рис. 1. Фотографии разрядного промежутка с анодом из стальной фольги (а) и вольфрамовых проволочек (b).

№ серии	Число выстрелов	Число нейтронов в серии	Среднее число нейтронов на выстрел	Максимальное число нейтронов в выстреле	Максимальный выход нейтронов из мишени в выстреле	Примечание
1	50	589	$11.8 \pm 3.9$	18	3100	Анод из стали
2	20	489	$24.5 \pm 11$	70	12000	Анод из вольфрама

жения в передающей линии и длительность импульса напряжения на согласованной нагрузке составляли соответственно  $\sim 0.5$  и  $\sim 2$  ns. В качестве заземленного электрода использовалась металлическая пластина, покрытая слоем дейтерированного циркония  $ZrD_2$ . Трубочатый потенциальный анод диаметром  $\sim 6$  mm изготавливался из стальной фольги толщиной  $100 \mu m$  или набирался из тонких вольфрамовых проволок диаметром  $\sim 0.2$  mm, уложенных в форме полой трубки с внешним диаметром  $\sim 8$  mm по образующей трубки из нержавеющей стали (рис. 1). Концы проволок, обращенные к катоду, были расщеплены на 3–5 нитей. Это обеспечивало минимальные величины радиусов кривизны поверхностей и соответственно увеличение напряженности электрического поля вблизи поверхностей нитей. Разрядная камера откачивалась форвакуумным насосом до остаточного давления  $\sim 1$ – $10$  Pa и заполнялась дейтерием при давлениях от 10 до  $5 \cdot 10^2$  Pa. Регистрация импульса напряжения проводилась с помощью емкостного делителя, установленного в передающей линии генератора РАДАН-220 на расстоянии 6 cm от анода.

Для определения выхода нейтронов использовался  $^3\text{He}$ -детектор. Его характеристики представлены в работе [8]. Детектор располагался в 30 cm от мишени и был защищен от мощного рентгеновского импульса слоем свинца толщиной 7 cm. При данном расстоянии между детектором и мишенью эффективность детектора составляет  $0.0058 \pm 15\%$ . Время жизни нейтрона в детекторе  $\tau = 57 \mu s$ . Интервал регистрации длительностью  $350 \mu s$  обеспечивал вероятность регистрации нейтрона  $\sim 100\%$ .

Для оценки длительности процесса генерации нейтронов  $\tau_n$  использовался сцинтилляционный детектор (СД). Он состоял из пластического сцинтиллятора с размерами  $40 \times 10 \times 10$  cm, люминесценция которого регистрировалась фотомножителем XP 2020. Детектор располагался на расстоянии 1 m от мишени. Доля потока нейтронов, падающих на сцинтиллятор, составляла  $\sim 0.003$ . Собственная эффективность регистрации параллельного потока нейтронов с энергией 2–3 MeV составляет величину  $\sim 0.2$ . Тогда полная эффективность СД составляла  $\sim 6 \cdot 10^{-4}$ .

Оценка величины  $\tau_n$  осуществлялась на основе данных, полученных в режиме регистрации СД сигналов в среднем от  $\sim 1$  нейтрона. При этом дисперсия времени фиксирования нейтронного импульса  $\sigma^2(t_n)$  определяется, как дисперсией момента испускания нейтрона из

мишени  $\sigma^2(t_{ne})$ , так и временным разрешением СД, характеризуемым дисперсией  $\sigma_{pmt}^2$ :

$$\sigma^2(t_n) = \sigma^2(t_{ne}) + \sigma_{pmt}^2. \quad (1)$$

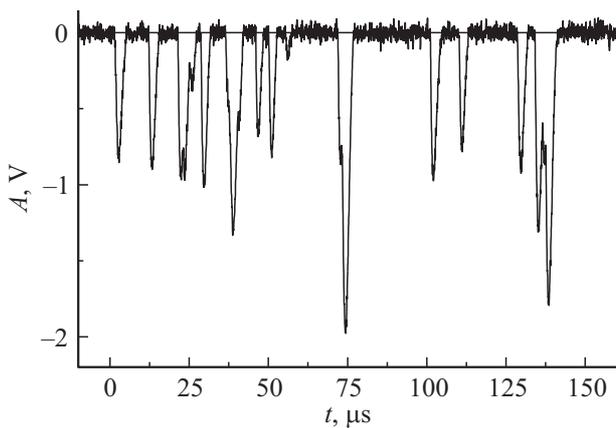
Временное разрешение СД ( $\sigma_{pmt} = 310$  ps) для условий проводившегося эксперимента (диапазон энергии нейтронов 2–3 MeV, световая вспышка на фотокатод при попадании  $\sim 1$  нейтрона на сцинтиллятор детектора) уточнялось в ходе стендовых измерений. Используя (1), величину  $\tau_n$  можно оценить, согласно (2),

$$\tau_n \leq 2.36 \cdot \sigma(t_{ne}) = 2.36 \cdot \sqrt{\sigma^2(t_n) - \sigma_{pmt}^2}. \quad (2)$$

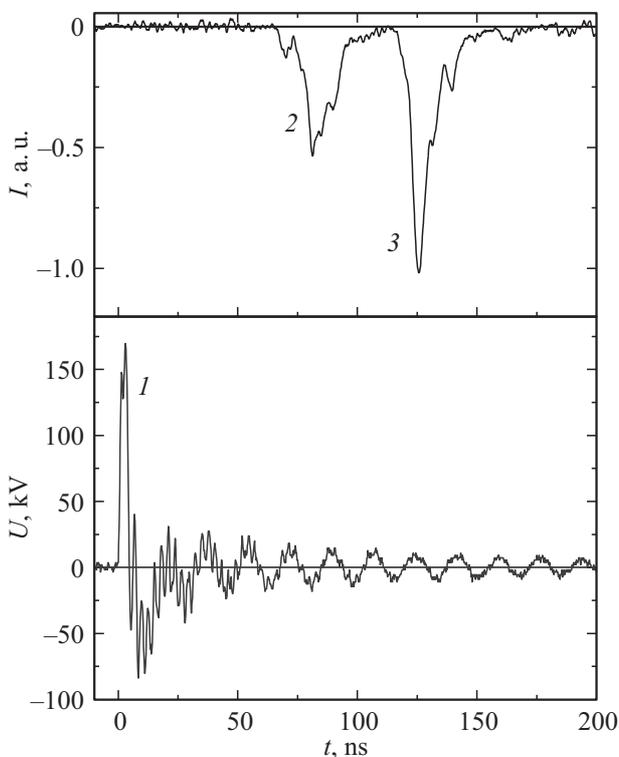
Величина  $\sigma^2(t_n)$  определялась при обработке осциллограмм импульсов, полученных в ходе эксперимента. Предварительно пик на осциллограмме сигнала от СД, соответствующий сигналу от нейтрона, интерполировался кривой Гаусса. Далее относительно начала импульса напряжения, принимаемого за начало временной шкалы, на фронте импульса, описываемого кривой Гаусса, фиксируется момент времени  $t_n$ , соответствующий достижению значения, равного 1/2 от максимального значения. Дисперсия этого параметра для различных импульсов  $\sigma^2(t_n)$  используется далее для оценки  $\tau_n$  в соответствии с (2). Сигнал СД и импульс напряжения регистрировались на осциллографе TDS 3032. Сигнал  $^3\text{He}$ -детектора регистрировался осциллографом TDS 3054 в диапазоне 0– $350 \mu s$ . Запуск обоих осциллографов осуществлялся фронтом импульса напряжения.

## Экспериментальные результаты

*Выход нейтронов при использовании разных анодов.* Оптимизация выхода нейтронов при использовании анодов, изготовленных из стали и вольфрама, проводилась по величине межэлектродного зазора и давлению дейтерия. Оптимальные условия в обоих случаях достигались при давлении дейтерия  $\sim 10^2$  Pa и межэлектродном расстоянии  $\sim 5$  mm. Максимальный выход нейтронов в импульсе при использовании анода из вольфрама и стали составил  $\sim 1.2 \cdot 10^4$  и  $\sim 3.1 \cdot 10^3$  нейтронов соответственно. Сравнительные результаты выхода нейтронов приведены в таблице.



**Рис. 2.** Осциллограмма импульса с  $^3\text{He}$ -детектора при использовании анода из стальной фольги. Давление дейтерия  $10^2$  Ра.



**Рис. 3.** Осциллограммы импульса напряжения (1), импульсов с сцинтилляционного детектора от рентгеновского излучения (2) и от нейтрона (3). Анод из стальной фольги, давление дейтерия  $10^2$  Ра.

Типичная осциллограмма сигналов с  $^3\text{He}$ -детектора при использовании анода из стали приведены на рис. 2. В экспериментальных сериях фиксировалось так же время задержки регистрации нейтронов относительно момента запуска. Количество зарегистрированных нейтронов как функция времени хорошо описывается спадающей экспонентой:  $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau)$ . Постоянная времени спада  $\tau = 60 \pm 5 \mu\text{s}$ , полученная при аппроксимации экспериментальных данных, близка к значению,

приведенному в [9] для времени жизни нейтрона в детекторе  $\tau \sim 57 \mu\text{s}$ . Это подтверждает факт того, что  $^3\text{He}$ -детектором регистрируются именно нейтроны.

Наряду с увеличением среднего и максимального выхода нейтронов при использовании анода из вольфрама регистрируется большая интенсивность импульса рентгеновского излучения. Увеличение выхода нейтронов является следствием  $\sim 1.5$ -кратного повышения напряжения пробоя, наблюдаемого при использовании анода из вольфрама. Увеличение напряжения пробоя приводит к росту скорости  $D-D$ -реакции вследствие увеличения как средней скорости ионов дейтерия и соответственно увеличения сечения  $D-D$ -реакции, так и их концентрации.

*Оценка длительности процесса генерации нейтронов.* Под длительностью процесса генерации нейтронов  $\tau_n$  понимается длительность на полувысоте временного распределения моментов вылета нейтронов из мишени. Для оценки  $\tau_n$  были использованы данные, полученные в экспериментах с анодом из стали. При этом рентгеновский импульс невелик и импульс от нейтрона хорошо выделен (рис. 3). Вследствие запаздывания пробоя длительность импульса напряжения по основанию составляет величину  $\sim 4$  ns. На осциллограмме сигнала СД явно выражены два пика, соответствующие рентгеновскому импульсу (2) и импульсу от нейтрона (3). Временной интервал между ними составляет  $\sim 40$  ns, что соответствует разнице времен пролета расстояния 1 м нейтроном, возникающим в результате  $D-D$ -реакции, и  $\gamma$ -квантом.

В соответствии с данными таблицы и величинами эффективностей датчиков при использовании анода из стали среднее число нейтронов, генерируемых в полный телесный угол и регистрируемых СД, составляет 2034 и 1.2 n/pulse соответственно. Это позволяет использовать выражение (2) для оценки величины  $\tau_n$ . Определенное из экспериментальных данных значение  $\sigma(t_n)$  составило 0.7 ns. Для величины  $\tau_n$  в соответствии с (2) получаем  $\tau_n \leq 2.36 \cdot \sqrt{\sigma^2(t_n) - \sigma_{\text{pmt}}^2} \approx 1.5$  ns.

## Выводы

В настоящей работе при использовании потенциального анода, изготовленного из вольфрамовых проволочек, получено увеличение выхода нейтронов до  $\sim 1.2 \cdot 10^4$  n/pulse в реакции  $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$  при возбуждении дейтерия высоковольтным наносекундным разрядом при давлении  $10^2$  Ра. При этом увеличение выхода нейтронов наблюдается при увеличении как напряжения пробоя, так и интенсивности рентгеновского излучения. Длительность процесса генерации нейтронов, оцененная на основе данных, полученных с помощью СД, составила  $\sim 1.5$  ns.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИСЭ СО РАН по теме № 13.1.3.

## Список литературы

- [1] *Ledingham K.W., McKenna P., Singhal P.R.* // Science. 2003. V. 300. P. 1107–1111.
- [2] *Беляев В.С., Виноградов В.И., Курилов А.С.* и др. // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. Вып. 6. С. 1295–1301.
- [3] *Macchi A.* // Appl. Phys. B. 2006. Vol. 82. P. 337–340.
- [4] *Бабич Л.П., Лойко Т.В.* // ДАН СССР. 1990. Т. 313. № 4. С. 846–849.
- [5] *Аверченков В.Я., Бабич Л.П., Лойко Т.В., Павловская Н.Г., Пухов С.П.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 5. С. 156–167.
- [6] *Ломаев М.И., Нечаев Б.А., Падалко В.Н., С.И. Кузнецов, Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф., Яловец А.П.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 1. С. 126–132.
- [7] *Загулов Ф.Я., Котов А.С., Шпак В.Г., Ярике Я.Я., Яландин М.И.* // ПТЭ. 1989. № 2. С. 146–149.
- [8] *Борейко В.Ф., Быстрицкий В.М., Возняк Я.* и др. // Препринт ОИЯИ-Д15-2001-145. Дубна, ОИЯИ, 2001.
- [9] *Denisov S., Dzierba A., Heinz R., Klimentko A.* et al. // Nucl. Instr. and Meth. A. 2004. Vol. 525. P. 183–187.