

УДК 539.1.074.8

РАЗРАБОТКА ПЛАЗМОФОКУСНОГО НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА, ЗАПИТЫВАЕМОГО ОТ ВЗРЫВОМАГНИТНОГО ГЕНЕРАТОРА

В. Е. Аблесимов, А. В. Андрианов, А. А. Базанов, А. М. Глыбин,
Ю. Н. Долин, И. Ю. Дроздов, Ю. М. Дроздов, 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. Полюшко, А. Ф. Рыбаков,
А. Н. Скобелев, А. Н. Туров, А. Ю. Февралев

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607188 Саров, Россия

E-mails: ablesimov@elph.vniief.ru, andrianov@elph.vniief.ru, aab@elph.vniief.ru,
glybin@elph.vniief.ru, dolin@elph.vniief.ru, idrozdov@elph.vniief.ru,
udroz dov@elph.vniief.ru, duday@elph.vniief.ru, zimenkov@elph.vniief.ru,
vaivanov@elph.vniief.ru, ivanovsky@elph.vniief.ru, kalinychev@elph.vniief.ru,
karpov@elph.vniief.ru, krayev@elph.vniief.ru, lomtev@elph.vniief.ru,
nudikov@elph.vniief.ru, svpak@elph.vniief.ru, pozdov@elph.vniief.ru,
polyushko@elph.vniief.ru, rybakov@elph.vniief.ru, anskobelev@elph.vniief.ru,
turov@elph.vniief.ru, ayfevrale v@elph.vniief.ru

Приведены результаты лабораторных и взрывного экспериментов с плазмофокусной разрядной камерой типа камеры Мейзера при амплитуде разрядного тока $1,3 \div 1,4$ МА. Обнаружено, что в лабораторных экспериментах выход ДД-нейтронов достигал 10^{11} , во взрывном эксперименте при наполнении камеры дейтерий-тритиевой газовой смесью интегральный выход нейтронов с энергией 14 МэВ превысил 10^{12} .

Ключевые слова: плазмофокусная разрядная камера, взрывомагнитный генератор, разрядный ток, выход нейтронов.

Введение. Достаточно высокое напряжение во взрывных экспериментах может являться причиной возникновения вторичных пробоев внутри камеры, приводящих к срыву генерации нейтронов. Поэтому для проведения плазмофокусных экспериментов был разработан взрывомагнитный генератор (ВМГ) с регулируемой амплитудой и длительностью импульса генерируемого выходного напряжения. Амплитуду и длительность импульса напряжения можно выбирать таким образом, чтобы при уменьшении амплитуды напряжения перебрасываемый в нагрузку максимальный ток оставался неизменным за счет соответствующего увеличения длительности импульса. В ВМГ, состоящем из спирального

© Аблесимов В. Е., Андрианов А. В., Базанов А. А., Глыбин А. М., Долин Ю. Н., Дроздов И. Ю., Дроздов Ю. М., 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., 2015

генератора и секционированного взрывного размыкателя тока (ВРТ), изменение формы импульса напряжения достигается за счет разновременности срабатывания секций ВРТ. Плазмодиффузионная разрядная камера представляет собой нагрузку с переменной индуктивностью $L(t)$, причем изменение индуктивности со временем зависит от тока в камере.

Выбор оптимальной разновременности срабатывания секций ВРТ представляет собой отдельную задачу, которую предполагается решать на основе ряда экспериментов, постепенно приближаясь к оптимальному варианту. В качестве исходных используются данные, полученные при запитке плазмодиффузионной камеры от конденсаторной батареи. По этим данным определяется зависимость $L(t)$, которая затем используется в расчетах при выборе разновременности срабатывания секций ВРТ. Ток, создаваемый конденсаторной батареей, приближенно равен предполагаемому максимальному току в камере в предстоящем взрывном эксперименте.

В настоящей работе представлены основные результаты, полученные в лабораторных условиях, а также результаты взрывного эксперимента при запитке плазмодиффузионной разрядной камеры от ВМГ.

Методика лабораторного эксперимента. Использовалась камера типа камеры Мейзера [1] с длинными ($l > d$) цилиндрическими коаксиальными электродами. Потенциальный электрод представляет собой анод диаметром 70 мм, заземленный электрод — катод — имеет вид трубы с перфорационными отверстиями, расположенными по всей ее длине. Внутренний диаметр катода равен 120 мм, длина — 280 мм. Торцы анода и катода находятся в одной плоскости на расстоянии 280 мм от входного заземленного фланца. Анод и входной фланец разделены керамическим изолятором, диаметр и высота которого равны 70 мм. Электродная система камеры располагается в герметичном корпусе (рис. 1). Используются неорганические вакуумные уплотнения, откачка осуществляется безмасляным турбомолекулярным насосом.

Эксперименты проводились на установке “Каскад”, представляющей собой мощную импульсную конденсаторную батарею, состоящую из 16 одинаковых энергетических секций емкостью 41 мкФ каждая. Максимальное зарядное напряжение батареи составляет 50 кВ. Количество используемых энергетических секций может варьироваться. Соединение секций с токовым коллектором осуществляется с помощью низкоиндуктивной кабельной линии, причем подключение кабелей к коллектору выполнено таким образом, что переключение секций не влияет на азимутальное распределение подводимого к нагрузке тока. Максимальная энергоемкость установки равна 820 кДж. Каждая секция коммути-



Рис. 1. Плазмодиффузионная камера

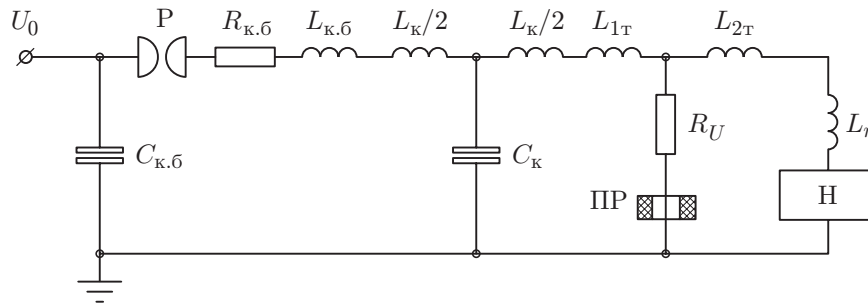


Рис. 2. Электрическая схема установки “Каскад”

руется отдельным твердотельным разрядником. Коммутация осуществляется путем электрического пробоя сменного изолятора мощным электрическим разрядом, создаваемым для каждой секции собственным блоком поджига, синхронизованным с блоками поджига остальных секций. В качестве сменной изоляции используется несколько слоев полиэтиленовой пленки. Суммарная толщина изоляции зависит от зарядного напряжения батареи. Для зарядного напряжения $46 \div 50$ кВ толщина сменной изоляции составляет $750 \div 900$ мкм.

На рис. 2 представлена электрическая схема установки “Каскад” ($C_{к.б} = nC_s$ — емкость конденсаторной батареи, мкФ; n — количество используемых секций; $C_s = 41$ мкФ — емкость одной секции; U_0 — зарядное напряжение, В; P — коммутирующие разрядники; H — нагрузка; $R_{к.б} = R_s/n$ — омическое сопротивление конденсаторной батареи, мОм; $R_s = 30$ мОм — омическое сопротивление разрядной цепи одной секции; $L_{к.б} = 32/n$ — индуктивность конденсаторной батареи, равная сумме индуктивностей конденсаторов, разрядников и соединительных шин между конденсаторами и разрядниками, нГн; $L_{к} = 30/n$ — индуктивность кабельной передающей линии между разрядниками и токовым коллектором, нГн; $C_{к} = 1,7$ мкФ — емкость кабельной передающей линии (постоянная величина независимо от числа n используемых секций, поскольку при переключении секций неиспользуемые кабели не отсоединяются от токового коллектора). Индуктивность токового коллектора составляет $9,2$ нГн и равна сумме индуктивностей $L_{1Т} = 5,2$ нГн и $L_{2Т} = 4$ нГн. Деление индуктивности коллектора на две части необходимо для вычисления напряжения на входе в нагрузку. Напряжение определяется по показаниям датчика напряжения, состоящего из активного сопротивления $R_U = 330$ Ом и пояса Роговского ПР, измеряющего ток в активном сопротивлении. На рис. 2 через L_n обозначена индуктивность узла соединения нагрузки с токовым коллектором. Для различных нагрузок эта индуктивность может быть разной, в условиях данного эксперимента $L_n = 13$ нГн.

Результаты лабораторных экспериментов. Целями экспериментов на конденсаторной батарее, помимо прогрева и обезгаживания рабочих поверхностей электродной системы электрическими разрядами, были выявление режима стабильной работы разрядной камеры с достаточно высоким выходом нейтронов и определение зависимости $L(t)$ в этом режиме. В качестве рабочего газа использовался дейтерий. При использовании дейтерий-третиевой газовой смеси и тех же разрядных токах выход нейтронов обычно увеличивается приблизительно на два порядка. Так же как и во взрывном эксперименте, в опытах на конденсаторной батарее для измерения тока в камере используются индукционные датчики. Напряжение на входе в камеру определялось по показаниям датчика напряжения (см. рис. 2). Параметры генерируемого излучения измерялись с использованием сцинтилляторов [2], интегральный выход нейтронов определялся с помощью активационных методик. Использовались методика активации серебра и методика активации индия. Результаты, полученные с помощью второй методики, представляются более достоверными, поскольку активационные датчики в меньшей степени подвержены влиянию рассеянных нейтронов.

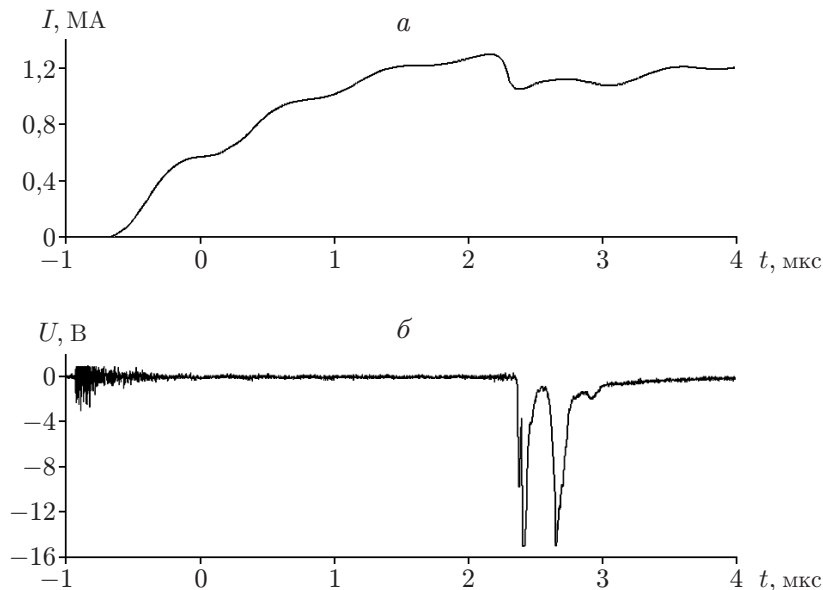


Рис. 3. Зависимость тока от времени (*a*) и осциллограмма сигнала сцинтилляционного детектора (*б*), полученные при электрическом разряде

На рис. 3 представлены зависимость тока от времени $I(t)$ и осциллограмма сигнала сцинтилляционного детектора, полученные при электрическом разряде. Сцинтилляционный детектор находится на расстоянии 5,5 м от предполагаемого места генерирования нейтронов. Кривая тока $I(t)$ получена путем интегрирования сигнала одного из индукционных датчиков. Исходное давление дейтерия в разрядной камере ≈ 1333 Па. Использовались пять секций конденсаторной батареи, заряжаемых до напряжения 44 кВ. Разрядный ток достигает максимального значения, равного 1,3 МА, приблизительно через 3 мкс после срабатывания разрядников. На кривой тока наблюдается особенность — резкое уменьшение тока. В этот момент возникают нейтронное и рентгеновское излучения, регистрируемые сцинтилляционным детектором. Поскольку пролетная база составляет 5,5 м, нейтронный и рентгеновский импульсы на осциллограмме сдвинуты относительно друг друга на 236 нс. Данные о выходе нейтронов, полученные по методике активации индия и методике с использованием нейтронного импульса сцинтилляционного детектора, хорошо согласуются. Выход нейтронов, соответствующий приведенным осциллограммам, составляет $1,1 \cdot 10^{11}$. Погрешность измерения выхода нейтронов не превышает 20 %, а его стабильность, оцениваемая по активационным методикам, в данном режиме работы устройства оказалась не менее 90 %. Подготовка взрывного эксперимента проводилась с использованием данных, полученных в этом режиме работы плазмофокусной камеры.

На рис. 4 приведены зависимость напряжения на входе в камеру от времени $U(t)$ и зависимость индуктивности камеры от времени $L(t)$, вычисляемая по формуле $L(t) = I^{-1} \int U dt$. Волнообразная форма кривой входного напряжения объясняется возникновением токовых колебаний в передающей кабельной линии, емкость которой достаточно велика, поскольку при переключении секций неиспользуемые кабели не отсоединяются от токового коллектора. Максимальное напряжение на входе в плазмофокусную камеру составляет 30 кВ. Это значение используется при определении параметров ВРТ для взрывного эксперимента. Кроме того, существенным является закон изменения индуктивности плазмофокусной камеры во времени. Из рис. 4,б следует, что при расчете параметров ВРТ закон изменения $L(t)$ с высокой степенью точности можно аппроксимировать линейной зависимостью.

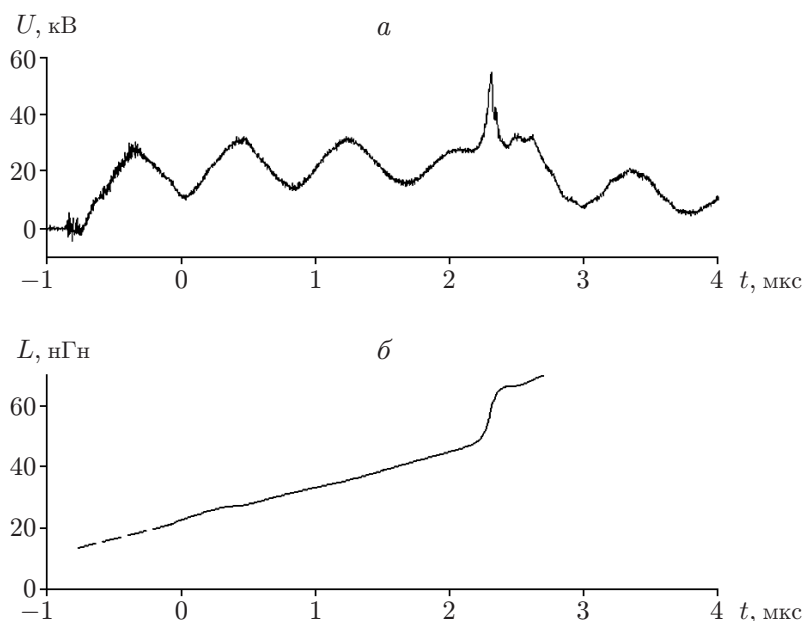


Рис. 4. Зависимости напряжения на входе в камеру (а) и индуктивности камеры (б) от времени:

участок, показанный штриховой линией, — линейная экстраполяция индуктивности на начальной стадии электрического разряда

Разработка взрывного генератора тока. При разработке взрывного генератора тока ставилась задача обеспечить ту же амплитуду разрядного тока, что и в экспериментах на конденсаторной батарее. При этом максимум напряжения на входе в камеру не должен превышать соответствующего максимума, достигаемого в лабораторных условиях. Идеальное выполнение указанных требований должно обеспечивать формирование на входе в камеру импульса напряжения прямоугольной формы. Желательно, чтобы напряжение оставалось на одном уровне вплоть до момента выхода плазменной оболочки на торец анода. Согласно данным лабораторных экспериментов длительность процесса до момента схлопывания оболочки составляет приблизительно 3 мкс. Такое время формирования тока в нагрузке характерно для источников на базе спиральных взрывомагнитных генераторов (СВМГ) с взрывными размыкателями тока (ВРТ), однако форма генерируемых ими импульсов напряжений далека от прямоугольной. Поэтому на базе существующего ВРТ [2] был разработан так называемый секционированный размыкатель тока, по сути, представляющий собой набор последовательно соединенных размыкателей-секций, моменты срабатывания которых заданы заранее. Варьируя моменты срабатывания секций, можно менять форму импульса напряжения на нагрузке в интервале длительностей импульса от 1 до 5 мкс.

Электрическая схема секционированного размыкателя приведена на рис. 5 ($R_{c1}(t), \dots, R_{c10}(t)$ и L_{c1}, \dots, L_{c10} — омические сопротивления и индуктивности секций взрывного размыкателя тока). Схема устройства секционированного ВРТ показана на рис. 6. Варьирование моментов срабатывания секций ВРТ достигается за счет разновременности удара центрального токопровода 1, разлетающегося под действием заряда ВВ 2 по струеформирователю 3, внутренний диаметр которого выбирается для разных секций разным. Если обозначить через h разность внутренних радиусов струеформирователей соседних секций, то разновременность срабатывания соседних секций Δt можно оценить по формуле

$$\Delta t = h(V_{yB} - V_T)(V_{yB}V_T)^{-1} = Kh,$$

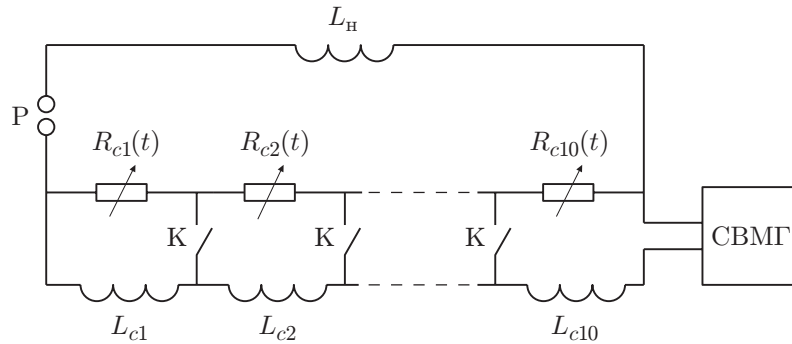


Рис. 5. Электрическая схема секционированного ВРТ

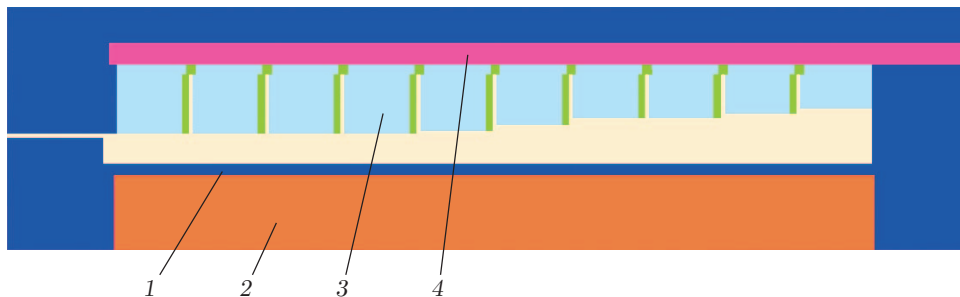


Рис. 6. Схема устройства секционированного ВРТ:

1 — центральный токопровод, 2 — заряд ВВ, 3 — струеформирователь, 4 — разрывающаяся фольга

где V_T — скорость движения внутреннего цилиндрического токопровода, ускоряемого продуктами взрыва; $V_{УВ}$ — скорость ударной волны в материале струеформирователя. Подставляя значения характерной скорости внутреннего токопровода $V_T \approx 2,4$ мм/мкс и скорости ударной волны в полиэтилене $V_{УВ} \approx 6$ мм/мкс, находим $K = 0,25$ мкс/мм. Следовательно, для обеспечения одновременности срабатывания соседних секций $\Delta t = 0,25$ мкс необходимо выбрать значение $h = 1$ мм. Для того чтобы выполнить более точный расчет выхода ударной волны на внешнюю поверхность струеформирователя (начала разрыва фольги) в каждой секции, были проведены двумерные газодинамические расчеты. Положение ударной волны в момент начала разрыва показано на рис. 7. Из результатов расчетов следует, что фронт ударной волны движется по струеформирователю в каждой секции с некоторой задержкой по времени. Для предотвращения взаимного влияния соседних секций между ними предусмотрен воздушный зазор. В результате газодинамических расчетов получена зависимость момента выхода ударной волны на внешнюю поверхность струеформирователя от аксиальной координаты (рис. 8). В окрестности торцевых фланцев наблюдается более ранний выход ударной волны на внешнюю поверхность струеформирователя, что обусловлено более быстрым распространением ударной волны по ним. На правом крае ВРТ ударная волна выходит приблизительно на 2 мкс позднее, чем на левом. Используя расчетную зависимость $t_{УВ}(z)$, усредненную по участкам длиной 33 мм (аксиальный размер одной секции), можно определить задержку срабатывания секций относительно друг друга, а также зависимость $t_{УВ}$ от внутреннего радиуса струеформирователя.

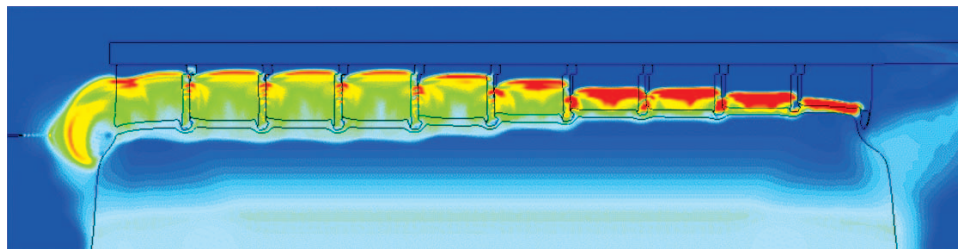


Рис. 7. Положение ударной волны в некоторый момент времени

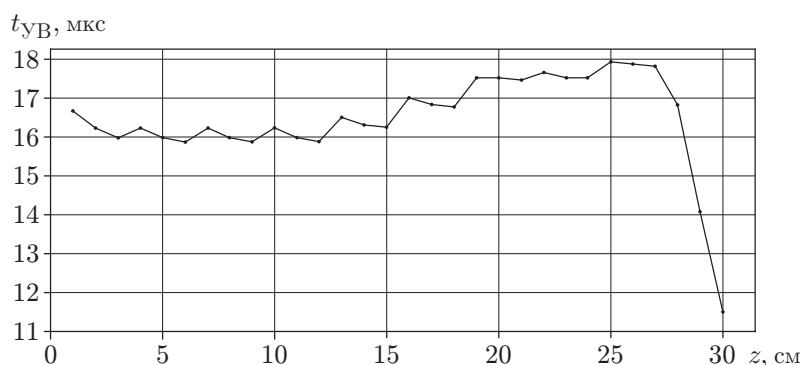


Рис. 8. Зависимость момента выхода ударной волны на внешнюю поверхность струеформирователя от координаты z

Полученные зависимости применялись в последующих электротехнических расчетах. При расчетах секционированного ВРТ с параметрами, соответствующими условиям эксперимента с плазмофокусной камерой, использовалась зависимость индуктивности камеры от времени, полученная на конденсаторной батарее и представленная на рис. 4,б. Перед взрывным плазменным экспериментом было проведено несколько предварительных взрывных экспериментов с жесткой нагрузкой. На рис. 9, 10 представлены результаты одного из таких экспериментов. В качестве жесткой нагрузки использовалась индуктивность величиной 30 нГн. Основной целью предварительных экспериментов являлась проверка расчетов в условиях, близких к условиям, которые должны реализоваться во взрывном эксперименте с плазмофокусной разрядной камерой: максимальный ток, достигаемый за $2 \div 3$ мкс, $\approx 1,4$ МА, максимальное напряжение на нагрузке не превышает 30 кВ.

Результаты взрывного эксперимента. Во взрывном эксперименте в качестве рабочего газа в плазмофокусной разрядной камере использовалась равнокомпонентная дейтерий-тритиевая смесь при суммарном давлении ≈ 1067 Па, в качестве генератора тока — спиральный ВМГ диаметром 200 мм с секционированным ВРТ. Общее количество секций ВРТ равно 10. Подключение анода камеры к потенциальному электроду ВРТ в момент его срабатывания осуществлялось через неуправляемый твердотельный разрядник в виде лавсановой пленки толщиной 50 мкм. В эксперименте измерялись все электрические характеристики, необходимые для получения наиболее полного представления о работе спирального генератора и секционированного ВРТ. Для измерения тока в плазмофокусной камере использовались индукционные датчики, расположенные на входе в камеру на одинаковых расстояниях друг от друга. Измерения параметров проникающих излучений проводились с помощью трех сцинтилляционных детекторов ССДИ-8 [3], интегральный выход нейтронов измерялся с использованием набора активационных детекторов из алюминия, меди, молибдена, индия, тефлона и цинка. Активационные детекторы, выполнен-

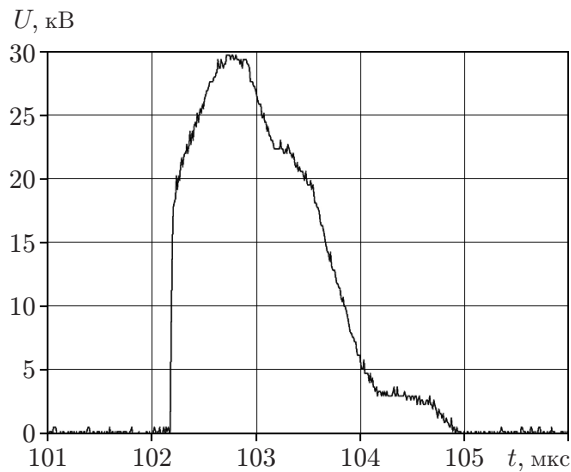


Рис. 9

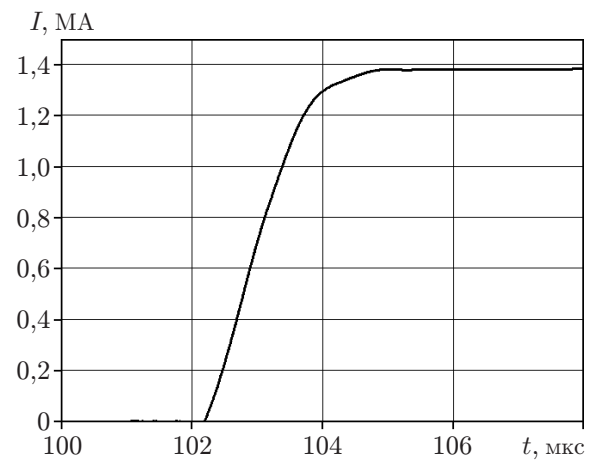


Рис. 10

Рис. 9. Зависимость напряжения на входе в нагрузку от времени

Рис. 10. Зависимость тока в нагрузке от времени

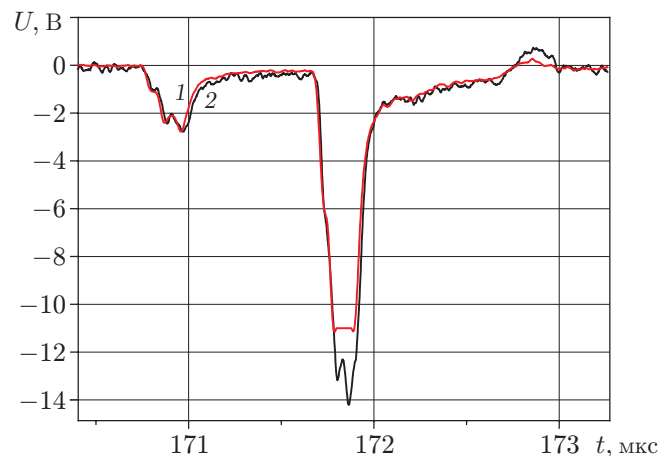


Рис. 11. Оциллограммы напряжения, полученные с помощью сцинтилляционных детекторов D2 (1) и D3 (2)

ные в виде дисков диаметром 20 мм и толщиной 1 мм, размещались внутри кадмиевого чехла и крепились в торцевой части на корпусе плазмофокусной камеры. По окончании эксперимента активационные детекторы извлекались из кадмиевого чехла, после чего определялись активационные интегралы. При вычислении выхода нейтронов из источника использовались результаты расчета значений активационного интеграла с нормировкой на 1 нейтрон источника. Расчет проводился методом Монте-Карло, причем в расчетной модели учитывалось влияние конструктивных элементов взрывомагнитного генератора, плазмофокусной камеры, самих активационных детекторов в кадмиевом чехле и грунтовой площадки под камерой. Источник нейтронов в расчетах полагался точечным изотропным, энергетический спектр нейтронов принимался в соответствии с данными работ [4, 5]. Сцинтилляционные детекторы ССДИ-8 располагались под углом 20° к оси экспериментальной сборки на расстоянии 58,33 м от источника. Детекторы, регистрирующие выход нейтронов, имели три порога чувствительности: 10^{11} , 10^{12} и 10^{13} . На рис. 11 представлены оциллограммы сцинтилляционных детекторов D2 и D3 с порогами чувствительности 10^{12} и 10^{13} соответственно. Согласно результатам регистрации сигналов временной интервал

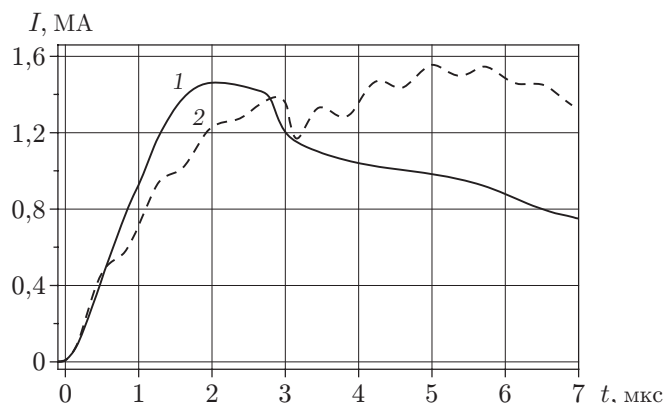


Рис. 12. Кривые тока во взрывном (1) и лабораторном (2) экспериментах

между рентгеновским и нейтронным импульсами составил (939 ± 6) нс, что соответствует энергии нейтронов $(14,16 \pm 0,15)$ МэВ. Длительность нейтронного импульса на половине его высоты составляет ≈ 185 нс (для сравнения длительность импульса ДД-нейтронов в лабораторных экспериментах $\approx 110 \div 130$ нс). Рассчитанный по сигналам сцинтилляционных датчиков интегральный выход нейтронов составил $1,42 \cdot 10^{12}$. Погрешность измерения выхода нейтронов в экспериментах с использованием данной методики ≈ 13 %. Согласно данным активационных измерений интегральный выход нейтронов несколько больше — $1,79 \cdot 10^{12}$. Среднеквадратичное отклонение результатов измерения выхода нейтронов по выборке активационных детекторов равно 2,8 %. Флюенс нейтронов с энергиями в интервале $0,3 \div 15,0$ МэВ в области расположения датчиков составляет $3,74 \cdot 10^8$ см⁻². Средняя энергия нейтронов в указанном диапазоне спектра равна 9,7 МэВ. Выход нейтронов во взрывном эксперименте приблизительно на порядок меньше ожидаемого. Наиболее вероятной причиной такого различия является наличие шунтирующих пробоев в плазмофокусной камере, возникающих вследствие того, что напряжение на входе в камеру во взрывном опыте оказалось больше, чем в лабораторных экспериментах на конденсаторной батарее. О превышении напряжения можно судить по приведенным на рис. 12 кривым тока, полученным во взрывном и лабораторном экспериментах. Скорости нарастания токов совпадают только на начальных участках кривых. Во взрывном эксперименте ток достиг максимума $I_{\max} = 1,46$ МА через 2,04 мкс после начала разряда. Судя по осциллограмме, схлопывание оболочки на торце анода начинается через 2,74 мкс после начала разряда. К этому моменту ток уменьшается до значения $I = 1,4$ МА. В аналогичных условиях в лабораторных экспериментах с дейтериевым наполнением ток достигает максимума $I_{\max} = 1,38$ МА в момент $t = 2,88$ мкс после начала разряда.

Полученные результаты свидетельствуют о необходимости корректировки условий следующего взрывного эксперимента с подобной плазмофокусной камерой. Во-первых, необходимо изменить секционированный ВРТ для уменьшения напряжения на входе в плазмофокусную камеру. Во-вторых, следует внести изменения в конструкцию камеры с целью дополнительного уменьшения шунтирующих электрических пробоев в межэлектродном промежутке камеры. Для этого предполагается опробовать несколько вариантов катодов типа “беличье колесо”. Возможно, за счет этого удастся уменьшить влияние шунтирующих пробоев.

Заключение. В работе представлена методика подготовки и проведения экспериментов по запитке плазмофокусной камеры от взрывомагнитного генератора. Проведен взрывной эксперимент с дейтерий-третиевым наполнением плазмофокусной камеры. Полученный выход нейтронов превышает 10^{12} .

ЛИТЕРАТУРА

1. **Mather J. W., Bottoms P. J.** Characteristics of the dense plasma focus discharge // Phys. Fluids. 1968. V. 11, N 3. P. 611–618.
2. **Веретенников А. И.** Средства диагностики однократного импульса излучения / А. И. Веретенников, К. Н. Даниленко. М.: Изд-во АТ, 1999.
3. **Chernyshev V. K., Volkov G. I., Ivanov V. A., et al.** Explosives opening switches for fast-operating helical EMG // Proc. of the 9th IEEE Intern. pulsed power conf., Albuquerque, June 21–23, 1993. S. 1.: Inst. of Electric. and Electron. Engrs, Inc., 1993. P. 216–219.
4. **Брагин В. В., Глушихин В. В., Голубев В. И. и др.** Исследование анизотропии и временной зависимости спектра ДТ-нейтронов плазменного фокуса // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 1997. С. 153–157. (Спецвыпуск).
5. **Голубев В. И., Макеев Н. Г., Пащенко Е. С. и др.** Исследование спектрального состава ДТ-нейтронов плазменного фокуса // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37, № 1. С. 18–21.

Поступила в редакцию 16/X 2014 г.
