

ГЕНЕРАТОР СИЛЬНОТОЧНОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА РС-20МР НА ОСНОВЕ ПЛАЗМЕННОГО
ПРЕРЫВАТЕЛЯ ТОКА И ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ

© 2019 г. Г. И. Долгачев^а, Е. Д. Казаков^{а,*}, Ю. Г. Калинин^а,
Д. Д. Масленников^а, А. А. Шведов^а

^а Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: Kazakov_ED@nrcki.ru

Поступила в редакцию 23.07.2018 г.

После доработки 24.10.2018 г.

Принята к публикации 25.10.2018 г.

Представлена модифицированная схема установки РС-20МР, позволяющая не только использовать ее в качестве источника мощного жесткого импульсного рентгеновского излучения (в атмосфере в объеме 1 л мощность дозы составляет более 10^{10} Рад/с), но и применять ее для изучения процессов, происходящих при взаимодействии сильноточных электронных пучков с различными материалами – возбуждение и распространение ударных волн, разрушение образцов и т.п. Благодаря особенностям системы обострения, напряжение в диоде имеет достаточно крутые фронты, что обеспечивает преобладание в пучке электронов с энергией порядка 1 МэВ. При таких параметрах электронного пучка ($E \geq 0.5$ МэВ, $I = 20-100$ кА) в облучаемых образцах можно обеспечить объемное изохорическое энерговыделение. Это может приводить к существенным изменениям в механизме формирования ударной волны и характере создаваемых ею разрушений. Приводятся результаты первых подобных экспериментов.

DOI: 10.1134/S0367292135030044

1. ВВЕДЕНИЕ

Мощные импульсные ускорители релятивистских электронных пучков (РЭП) находят применение в экспериментах по генерации и изучению ударных волн [1], изучению прочности материалов при импульсных нагрузках [2], изменению структуры материалов [3]. При локальных концентрациях энергии, достигающих 10^5 Дж/см², скачок давления может достигать величин порядка мегабара. Отдельного внимания заслуживают эксперименты, в которых энергия электрона превышает 500 кэВ при длительности импульса порядка 100 нс. В этом случае имеет место объемное энерговыделение в изохорическом режиме. Изохорический нагрев мишени происходит в том случае, если длительность электронного пучка t_0 много меньше времени разгрузки t_p зоны энерговыделения, т.е. $t_0 \ll t_p$, где $t_p = \lambda/(C_s)'$, λ – длина пробега электрона в веществе, $(C_s)'$ – скорость звука в зоне энерговыделения. Эта скорость лишь немного превышает скорость звука в холодной мишени C_s , поэтому можно считать, что $t_p = \lambda/C_s$. Такие условия могут быть обеспечены либо рентгеновским излучением соответствующей жесткости, либо электронным пучком доста-

точной энергии, что существенно выгодней с энергетической точки зрения. При этом ударная волна не успевает вынести вещество и заряд за пределы небольшого объема энерговыделения, и формирование импульса давления идет по несколько иному сценарию, нежели в случае с поверхностным ударом. Кроме того, на процессы разрушения материала начинают влиять электрические эффекты, связанные с накоплением объемного заряда в толще материала. Подобный сценарий интересен не только с точки зрения прикладных задач, связанных со стойкостью материалов при экстремальных воздействиях ионизирующего излучения, но и с фундаментальной точки зрения.

Кроме того, генераторы сильноточных РЭП могут использоваться как источники тормозного рентгеновского излучения (ТРИ), которые также находят широкое применение в экспериментах по изучению радиационной стойкости элементов и приборов радиоэлектроники [4, 5], высокоскоростной радиографии [6, 7], радиационно-химических [8], биологических [9] и других технологиях. В частности, в экспериментах по стерилизации импульсным (~ 100 нс) ТРИ было показано [10, 11], что в условиях одинаковых средней мощ-

ности дозы и эффективной жесткости квантов применение импульсно-периодического источника с пиковой мощностью дозы 10^6 Гр/с приводит к увеличению эффективности стерилизации в 3–5 раз по сравнению со стационарным источником (Co^{60}).

В работе описан относительно простой ускоритель мощного импульсного РЭП, созданный на базе установки РС-20М с плазменным прерывателем тока (ППТ) [12], на котором возможно как проведение исследований по взаимодействию РЭП с различными материалами в достаточно широкой области параметров пучка (энергия электронов, поток плотности мощности на поверхности исследуемого образца) с применением различных диагностик, так и использование ускорителя для генерации рентгеновского излучения с мощностью пиковой дозы для водяного поглотителя до 10^8 Гр/с в объеме ~ 1 л. Далее мы будем обозначать модернизированный генератор как РС-20МР.

2. ОПИСАНИЕ И ПАРАМЕТРЫ УСКОРИТЕЛЯ РС-20МР

Компоновка ускорителя имела два варианта (рис. 1): с выносной камерой 10 для облучения различных образцов 11 мощным РЭП с возможностью наблюдения процессов, происходящих в образцах при облучении (вариант на рис. 1а) и с минимальным расстоянием “ППТ–диод” – для генерации ТРИ и облучением образца в объеме внутренней камеры 14 (вариант на рис. 1б). При этом электрическая схема генератора оставалась неизменной в обоих случаях (рис. 2). Генератор представляет собой LC -контур, замкнутый через ППТ – отрезок коаксиальной линии, электроды которой соединены между собой плазменной перемычкой, предварительно создаваемой плазменными пушками. При включении генератора импульсов напряжения (ГИН) нарастающий во времени ток контура “ГИН–ППТ” замыкается через плазменную перемычку, когда электрическая энергия $CU^2/2$ преобразуется в магнитную $LI^2/2$, где $L = L_G + L_V$ – индуктивность контура. При определенных условиях импеданс ППТ резко (~ 100 нс) увеличивается, происходит обрыв тока, и запасенная энергия магнитного поля выделяется в виде потоков ускоренных частиц в ППТ и шунтирующем его диоде. Интегральное свечение плазменной перемычки представлено на рис. 3. Видно, как сходящиеся потоки от плазменных пушек схлопываются на катоде ППТ, вызывая яркое свечение на его поверхности.

ППТ генератора РС-20МР работает в эрозионном режиме [13]. При включении ГИН ток и его магнитное поле в виде быстрой конвективной

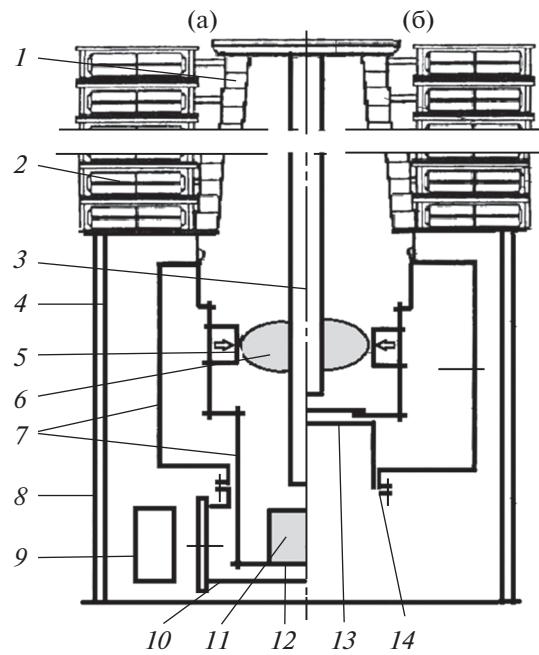


Рис. 1. Компоновка ускорителя: 1 – высоковольтный изолятор, 2 – ГИН, 3 – высоковольтный ввод – катод ППТ и диода, 4 – вакуумная камера ($\varnothing = 1.2$ м, $l = 1.4$ м), 5 – анод ППТ с плазменными пушками, 6 – плазменная перемычка, 7 – шпильки обратного токопровода, 8 – стойки; генератор РЭП (а): 9 – приемник света (собственного или лазерного просвечивания), 10 – выносная камера с прозрачными фланцами, 11 – облучаемый объект, 12 – анод; источник ТРИ (б): 13 – анод (источник ТРИ), 14 – внутренняя камера с выпускным окном.

“КМС”-волны [14] проникает через плазменную перемычку и замагничивает ее электроны. В такой плазме образуется двойной слой с азимутальным магнитным полем. Эрозия плазмы означает ускорение ионов на катод ППТ с поверхности плазмы, ограничивающей двойной слой со стороны анода. Как только скорость ухода ионов через двойной слой превысит скорость их поступления из объема плазмы на границу слоя, его ширина начинает увеличиваться. В итоге это приводит к росту напряжения на ППТ. Обрыв тока происходит более эффективно на фронте тока, когда ионный ток эрозии растет вместе с током ППТ. Магнитное поле, отсекающее электронную компоненту тока в зазоре ППТ, создается электронными утечками на границе ППТ, обращенной в сторону нагрузки.

Ранее было показано, что такой сценарий работы ППТ выполняется при начальной плотности плазмы $n \leq 10^{14}$ см $^{-3}$ [13], что накладывает ограничение и на плотность тока. Как показано в [12, 13], экспериментальные величины переносимого через ППТ заряда ограничены значениями

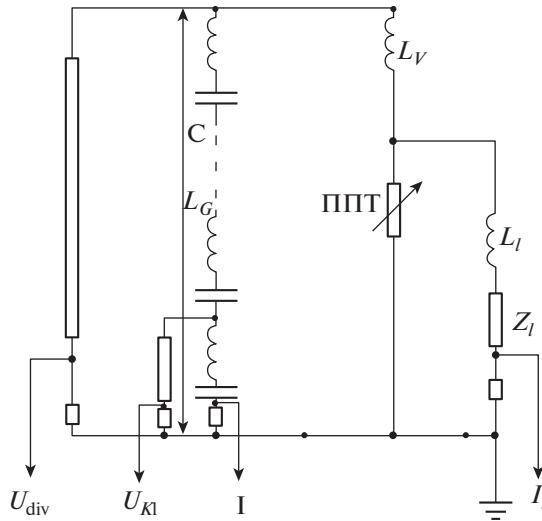


Рис. 2. Электрическая схема ускорителя и измерений электротехнических параметров: Z_I – импеданс нагрузки, $L_I = 0.08\text{--}0.2$ мкГн – индуктивность линии “ППТ–диод”, $L_V = 1.4$ мкГн – вакуумная часть индуктивности контура “ГИН–ППТ”, $L_G = 1.41$ мкГн – индуктивность ГИН, $C = 0.5$ мкФ – ударная емкость ГИН; U_{div} – делитель напряжения с выхода ГИН, U_{K1} – делитель первого каскада ГИН, I – шунт ГИН, I_I – шунт нагрузки (диода). Волновое сопротивление контура $\rho \approx 2.5$ Ом.

его плотности $q = 1\text{--}3$ мКл/см², его погонной плотности (по длине окружности наружного электрода ППТ) $q_{lin} = 2\text{--}5$ мКл/см и заряда, переносимого плазменным каналом одной пушки $q_{can} = 5\text{--}7$ мКл на пушку. Указанные значения плотностей позволяют найти радиус анода ППТ (5 на рис. 1) и количество пушек. Для номинальных параметров ГИНа $R_a = Q/2\pi q_{lin} = 16$ см их число $N = Q/q_{can} = 72$ шт (Q – заряд ГИНа в “ударе”). Оптимальная концентрация устанавливается экспериментально подбором напряжения на пушках и времени задержки срабатывания ГИНа относительно пушек. Обычно ток в каждой пушке составляет ~ 6 кА, задержка запуска ГИНа относительно пушек 4–6 мкс. Длина ППТ выбрана из условия $l \approx (1\text{--}2) R_a$ и составляет 17 см.

Электротехнические диагностики и их размещение показаны на рис. 2. Следует отметить, что измерительные датчики расположены в разных точках контура, что приводит к временному сдвигу между сигналами. Электрическая длина участков контура: “шунт ГИН–выход ГИН” – 8 м (24 нс), “выход ГИН–нижнее плечо делителя ГИН” – 3.5 м (10 нс), “выход ГИН–ППТ” – 2.5 м (7 нс), “ППТ–шунт диода” – 1 м (3 нс). Таким образом, временной сдвиг между сигналами с раз-

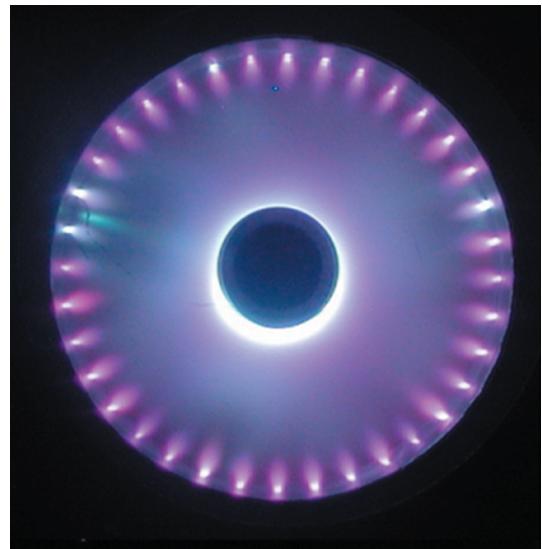


Рис. 3. (в цвете онлайн) Свечение плазмы. Диаметр анода ППТ 32 см, катода – 7.6 см.

ных датчиков может составлять от 3 до 35 нс; этот сдвиг учитывался при обработке осциллограмм.

Напряжение на ППТ U_{POS} определялось из условий (U_{MG} – напряжение на генераторе)

$$U_{MG} - L_G \frac{dI}{dt} - L_V \frac{dI}{dt} - U_{POS} = 0. \quad (1)$$

При этом напряжение делителя U_{div} также связано с напряжением U_{POS} :

$$U_{div} = U_{MG} - L_G \frac{dI}{dt} = U_{POS} + L_V \frac{dI}{dt}. \quad (2)$$

Оценки напряжения на ППТ по формулам (1) и (2) совпадают с точностью не хуже 10%.

Кроме электротехнических измерений применялись различные датчики рентгена и оптические диагностики, которые будут представлены при описании экспериментов.

В [13] показано, что развиваемое на ППТ напряжение определяется плотностью энергии w_i , затраченной на ускорение ионов, т.е. на эрозию плазмы $U_{POS} \propto w_i^{4/7}$. Для ППТ с магнитной самоизоляцией, т.е. с магнитным полем собственного тока, величина максимального напряжения достигается в режиме холостого хода (в отсутствии нагрузки) и составляет

$$U_{POS_{max}} (\text{МВ}) \approx 2.5 [U_{MG} (\text{МВ})]^{4/7}, \quad (3)$$

где коэффициент $2.5(\text{МВ})^{3/7}$ учитывает электронные утечки на создание магнитной изоляции. Включение диода приводит к снижению доли энергии, затрачиваемой на ускорение ионов и,

следовательно, к снижению напряжения на ППТ и диоде U_D , которое составит [13, 15]

$$U_D \approx U_{POS} = U_{POS_{max}} (1 - \eta)^{4/7}, \quad (4)$$

где η – коэффициент передачи тока ППТ в нагрузку (диод).

Таким образом, приведенные выше рабочие параметры ГИН, характеристики контура “ГИН–ППТ” и конструкция ППТ позволяют в соответствии с (1) и (2) надеяться на получение напряжения на ППТ (и диоде) в диапазоне 1–2 МВ. Амплитуда тока в контуре “ГИН–ППТ” составит ~ 270 кА, а его значение в момент обрыва ~ 180 –230 кА, ток диода 20–100 кА. В целях экономии ресурса установка работала в щадящем режиме – рабочие значения параметров (в скобках указаны проценты от номинальной величины) составляли: зарядное напряжение $U_{CH} = 36$ кВ (72%), выходное напряжение ГИН $U_{MG} = 0.72$ МВ (72%), энергозапас ГИН $W = 129.6$ кДж (50%), амплитуда тока в контуре “ГИН–ППТ” $I_0 = 260$ кА (72%).

Рассмотрим условия самоизоляции тракта “ППТ–диод”, который представляет собой два последовательно расположенных “беличьих колеса” из шпилек 7 (рис. 1а). Шпильки расположены на диаметрах 48.2 и 26.5 см; по их оси расположен высоковольтный ввод 2 (рис. 4) с диаметром 7.6 см. Если “беличьи колеса” заменить цилиндрами с такими же диаметрами, то при $\gamma \approx 4$ минимальный ток самоизоляции I_{min} двух участков этого тракта определится как [1]

$$I_{min} = 13.6(\text{kA}) \left(\gamma^2 - 1 \right)^{1/2} \frac{R_c}{R_a - R_c}, \quad (5)$$

где R_c и R_a – радиусы катода и анода, и составит ~ 10 и ~ 20 кА соответственно. Замена цилиндрического электрода шпильками может привести к снижению I_{min} из-за увеличения магнитного поля вблизи шпилек. Индуктивность линии “ППТ–диод” ~ 0.2 мкГн. Эта индуктивность приводит к снижению напряжения на диоде U_D (относительно ППТ) менее, чем на 10%, поэтому будем считать $U_D \approx U_{POS}$; последнее определяется выражениями (3), (4). В экспериментах применялись сменные катоды с диаметром 4–4.8 см и с зазором “катод–анод” 2–9 см. Подробно схема эксперимента приведена на рис. 4.

Была проведена экспериментальная проверка выражения (3) по получению максимального напряжения ППТ $U_{POS_{max}}$ в режиме, близком к режиму холостого хода. Зазор диода был увеличен до максимально возможной величины 9 см, диаметр катода – 4 см, анод – 5 мм пластина из нержавеющей стали. Типичные осциллограммы в этом режиме приведены на рис. 5. Напряжение

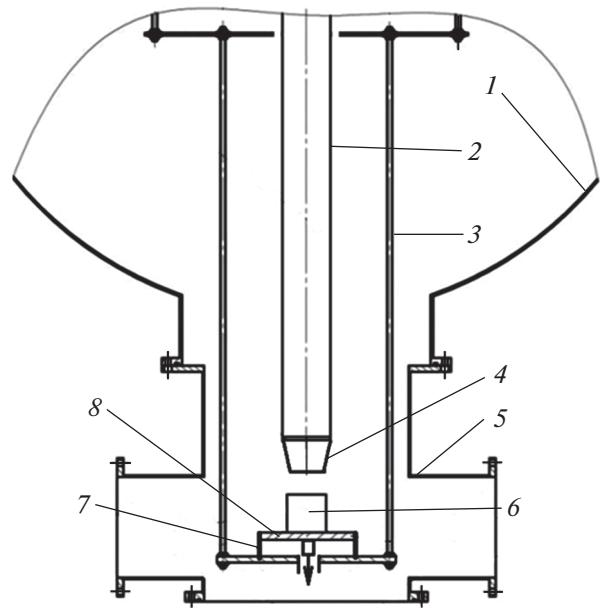


Рис. 4. Схема эксперимента: 1 – вакуумная камера, 2 – высоковольтный ввод, 3 – шпильки обратного токопровода, 4 – сменный катод, 5 – выносная камера, 6 – облучаемый образец, 7 – согласованный с кабелем коаксиальный шунт из фольги, 8 – анод с измерительным шунтом.

ППТ, оцененное по (1), (2), в максимуме составляет 1.9 ± 0.1 МВ, ток пучка в максимуме напряжения составляет ~ 20 кА. Диод не закорачивается плазмой, нет следов закоротки на токовводе 2 и шпильках 3 (см. рис. 4), т.е. условие (5) хорошо выполняется. Далее, мы будем приводить только ход тока диода и напряжения ППТ, определяемого по формуле (2).

Следует отметить существенную нестабильность работы ускорителя, которая выражается в изменении величины и формы получаемого импульса напряжения от “выстрела” к “выстрелу” даже при неизменной геометрии диода. Можно выделить две характерных формы импульса напряжения: острый пик напряжения с длительностью на полувысоте $\tau \approx 100$ –200 нс и менее острый пик с модуляцией на фронтах и затянутым задним фронтом при $\tau \approx 200$ –500 нс. Эта нестабильность, видимо, определяется нестабильностью начальных параметров плазменной перемычки. Возможны две причины этого. Первая: частое вскрытие вакуумной камеры, в результате которого на всех поверхностях плазменных пушек, электродах ППТ и диода происходит адсорбция различных элементов атмосферы. В итоге первые несколько “выстрелов” дают достаточно неопределенные результаты из-за добавочного выделения газа и плазмы с загрязненных поверхностей. В экспериментах по облучению вскрытие

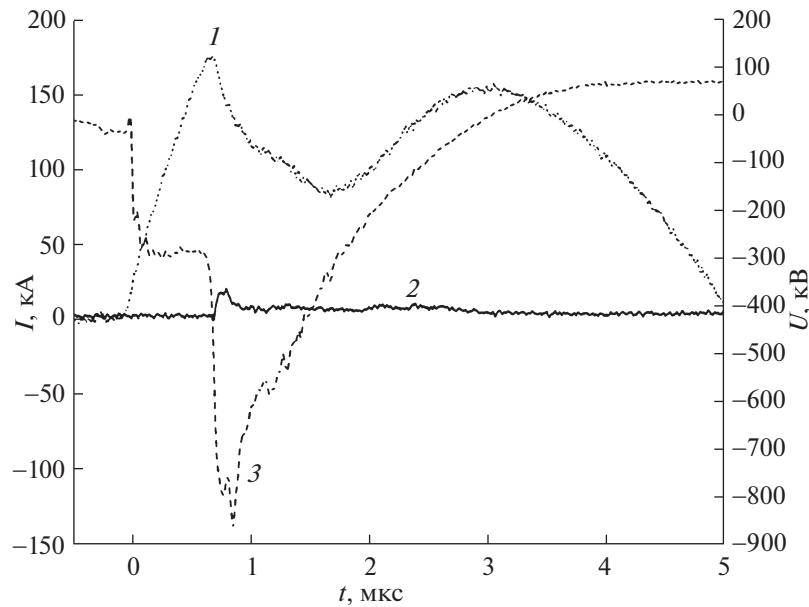


Рис. 5. Осциллограммы: 1 – ток контура “ГИН–ППТ”, 2 – ток диода, 3 – напряжение делителя. Максимум напряжения делителя соответствует напряжению на ППТ, определенному по формуле (4), – 1.9 МВ.

происходило после каждого выстрела для замены объекта облучения, поскольку вывести в атмосферу столь плотный пучок невозможно. Вторая: разброс срабатывания пушек, который составляет ~ 100 нс и приводит к несимметричному протеканию тока с последующим его перераспределением по азимуту. Кроме того, некоторые образцы под действием РЭП дают мощный поток плазмы с облучаемой поверхности, что приводит к резкому увеличению тока диода. Этот ток шунтирует ППТ, и, в соответствии с (4), напряжение на нем падает.

3. ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ВОЗДЕЙСТВИЮ РЭП НА МАТЕРИАЛЫ

В экспериментах по облучению меди зазор диода составлял 3 см. Было проведено облучение медных образцов электронным пучком ускорителя РС-20МР на предмет получения пластической деформации, наблюдавшейся в работе [16] при использовании пучка с энергией электронов менее 0.5 МэВ. В условиях этого эксперимента процесс энерговклада носил поверхностный характер – глубина проникновения электронов пучка в медный образец $h_0 \approx 0.3$ мм, и, следовательно, время действия пучка τ_{beam} превышало время разгрузки давления в области энерговыделения $t_p = h_0/C_s < t_0$, (h_0 и C_s – пробег электронов и скорость звука в материале мишени). В наших экспериментах (до 1.2 МэВ) пробег электронов в меди достигает ~ 1.5 мм. При этом энерговыделение РЭП происходит практически в неизменном объ-

еме образца, т.е. процесс имеет изохорический характер. При этом время разгрузки давления в области энерговыделения больше длительности пучка, $t_p = h_0/C_s > t_0$. По оценкам, мы имеем $t_p \approx 2t_0$. Против ожидания было обнаружено, что при таких напряжениях следы пластической деформации присутствуют только в откольной области (рис. 6). Это может быть связано с рекристаллизацией, которая происходит из-за прогрева мишени и достаточно медленного остывания в вакууме. В то же время следов границы области рекристаллизации не наблюдалось. Параметры облучения приведены на осциллограммах рис. 7.

Также исследовалось воздействие сильноточного электронного пучка с энергией электронов до 1.5 МэВ на мишени из полистирола и оргстекла. Эти материалы используются в качестве конструкционных материалов, близки по химическому составу и механическим свойствам, имеют высокий уровень прозрачности (что удобно для диагностики и анализа), а также достаточно хорошо изучены в экспериментах с поверхностным и приповерхностным энерговыделением [17]. По этим причинам они были выбраны в качестве материалов для исследований на установке РС-20МР. Образцы имели размеры $60 \times 60 \times 60$ мм³ и $40 \times 60 \times 60$ мм³. В условиях наших экспериментов ($U = 1.5$ МэВ, $t_0 = 10^{-7}$ с) пробег электронов в оргстекле составил около 5.5 мм при $C_s = 2700$ м/с, $t_p = 2 \times 10^{-6}$ с. Таким образом, время разгрузки t_p намного превышает длительность электронного

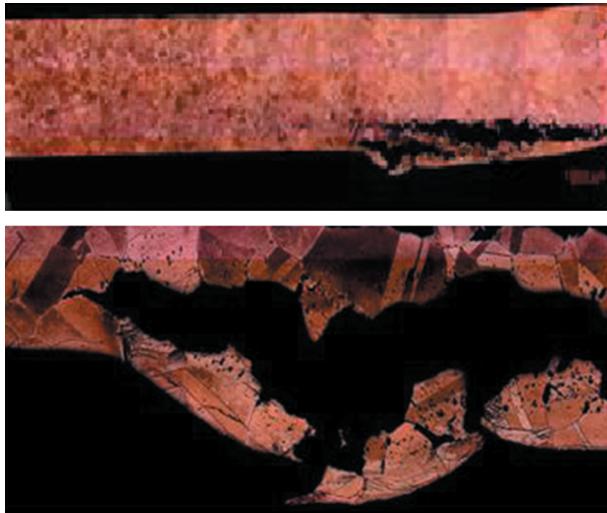


Рис. 6. (в цвете онлайн) Микрофотографии среза медного образца при облучении РЭП (1.5 МВ, 5 кА/см²). Вверху: общий вид на откол (толщина образца – 6 мм), внизу: структура откола.

пучка t_0 , поэтому процесс изохорический и давление в зоне энерговыделения определяется по формуле (6). В этом случае давление в зоне энерговыделения определяется простой формулой

$$P = \Gamma \Omega, \quad (6)$$

где Γ – коэффициент Грюнайзена, Ω – объемная плотность энергии.

Объемная плотность энергии определяется следующей формулой:

$$\Omega = \frac{IEt_0}{S\lambda}, \quad (7)$$

где I – ток пучка, E – энергия электронов, S – площадь фокального пятна, λ – характерный масштаб энерговыделения (в нашем случае средний пробег электронов в образце).

Считая, что коэффициент Грюнайзена для оргстекла $\Gamma = 0.6$ [18], получим, что давление в зоне энерговыделения электронного пучка установки РС-20 при площади фокального пятна 0.5 см² достигает $P = 3 \times 10^5$ бар.

В ряде случаев из-за обильного плазмообразования с поверхности образца и заполнения зазора плазмой ток диода достигал 100 кА и более, что приводило к снижению напряжения до ~ 0.8 МВ.

Эти случаи позволили исследовать полистирол в промежуточном режиме. Было показано, что в случае, когда энергия электронов составляла порядка 800 кэВ (эксперименты проводились на установке РС-20), и режим изохорического энерговыделения для вершины напряжения выполняется ($t_p \approx 10t_0$), характер разрушения весьма

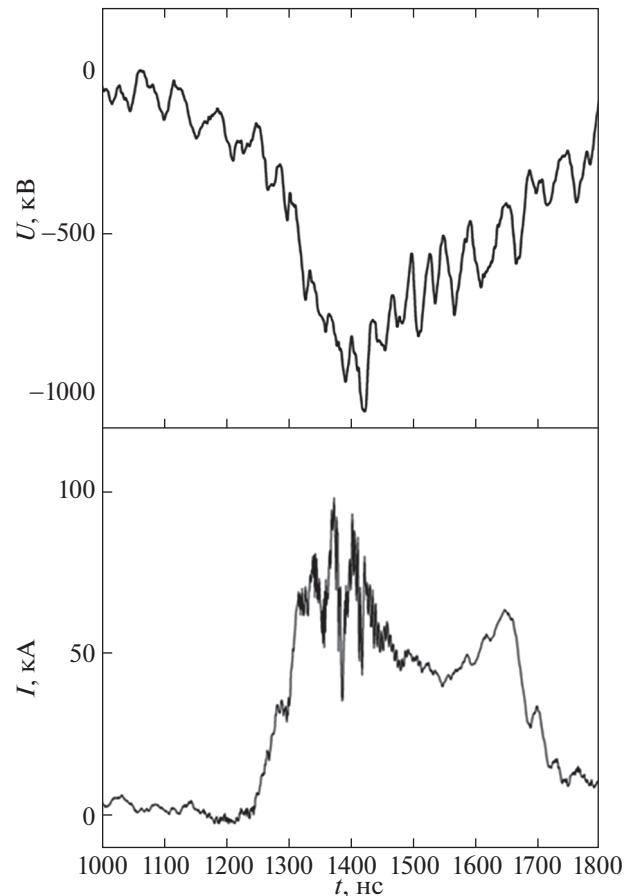


Рис. 7. Восстановленное по (4) напряжение на диоде и осциллограмма тока диода при облучении медных образцов. Диодный зазор 30 мм.

схож с получавшимся ранее в работе [17] в неизохорическом режиме ($t_p \approx t_0$) на установке “Кальмар” (рис. 8). Возможно, это связано со схожей формой фронтов напряжения и малой разницей их амплитуд.

В случае, когда напряжение на диоде достигало 1.5 МэВ и пробег электронов в мишени составлял 5–7 мм, характер разрушения существенно изменялся (рис. 9); в некоторых случаях мишень разрушалась полностью.

Отметим, что при таких условиях воздействия характер разрушения полистирола и оргстекла становится весьма схож, в отличие от случая приповерхностного энерговыделения, где у оргстекла наблюдается область “просветления” со стороны пучка [16, 17]. Однако с обратной стороны мишени из оргстекла наблюдается “подвешенное” разрушение в виде воронки, с обеих сторон от которой материал не разрушен (рис. 10).

Вероятнее всего оно образовалось под действием ударной волны, отразившейся от закрепленной на аноде задней поверхности мишени.

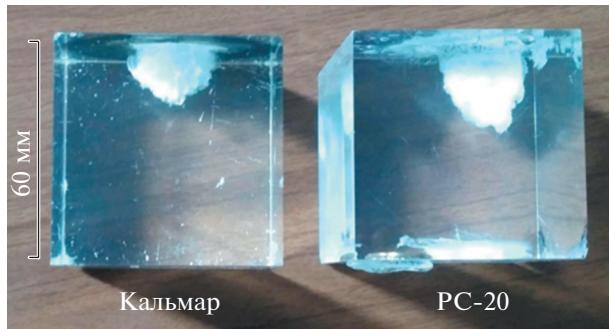


Рис. 8. (в цвете онлайн) Разрушение образцов из полистирола в промежуточном режиме на установке PC-20МР (~ 0.8 МВ) и в случае приповерхностного энерговыделения на установке “Кальмар” (~ 500 кВ).



Рис. 9. (в цвете онлайн) Разрушение образцов из полистирола при объемном энерговыделении.



Рис. 10. (в цвете онлайн) Разрушение образцов из оргстекла при объемном энерговыделении.

Такая же специфическая форма волны наблюдалась на ЭОграммах, регистрирующих свечение, возникающее в кубике у его задней поверхности (рис. 11).

Отсутствие просвета на передней части может быть связано с тем, что в соответствии с предположением, сделанным в работе [18], светлая область за местом воздействия электронного пучка у оргстекла связана с наличием на ударной адиабате фазового перехода при 0.7 и 2 ГПа, благодаря которым оно переходит в пластичное состояние и не разрушается. При наших же условиях возникающее давление заметно больше – до 30 ГПа, а в

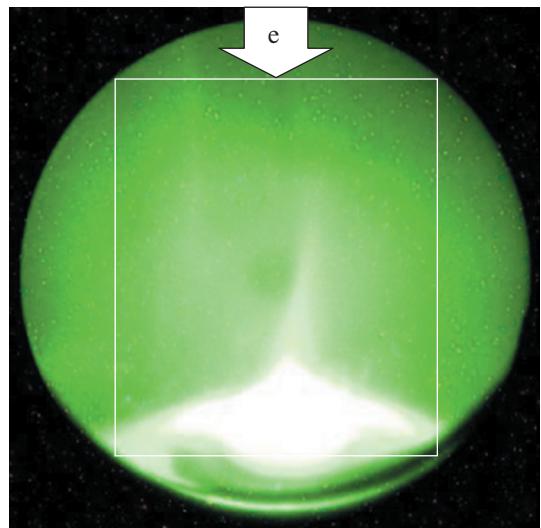


Рис. 11. (в цвете онлайн) Электронно-оптическое изображение в момент прохождения ударной волны. Белой линией указаны границы мишени из оргстекла, стрелкой – область воздействия электронного пучка.

существенно затухшей отраженной волне условие для упомянутого фазового перехода может выполняться.

Стоит отметить, что при отсутствии заднего откола в случае приповерхностного энерговыделения также наблюдалась область разрушения, оторванная от задней поверхности образца, однако она имела плоскую форму (см. рис. 8, слева). В данном же случае пирамидальная форма может быть связана с отражением ударной волны от боковых стенок образца в связи с тем, что диаметр области энерговыделения сопоставим с диаметром пучка.

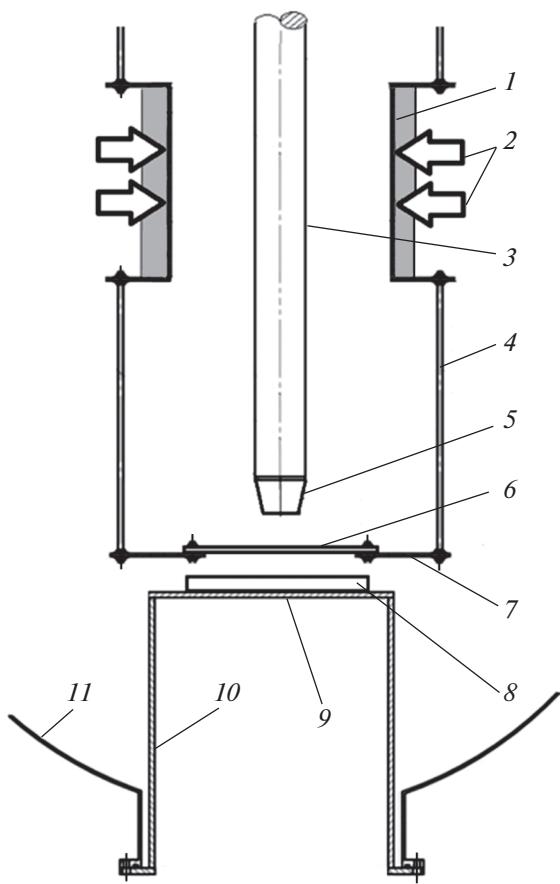


Рис. 12. Схема генерации ТРИ: 1 – анод ППТ, 2 – плаズменные пушки, 3 – высоковольтный ввод–катод ППТ, 4 – шпильки обратного токопровода, 5 – катод диода, 6 – мишень, 7 – анод диода, 8 – защита, 9 – окно для выпуска ТРИ, 10 – внутренняя камера, 11 – основная вакуумная камера.

4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ГЕНЕРАЦИИ ТОРМОЗНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (ТРИ)

В этих экспериментах, использовалась схема, представленная на рис. 16, более подробно представленная на рис. 12. ППТ соединен с анодным диском 7 шпильками 4, расположенными на диаметре 48.2 см. Расстояние ℓ “ППТ–диод” выбрано на основании результата предыдущих экспериментов, в которых была обнаружена ярко выраженная полировка катода ППТ 3 на длине ~30 см от нижней границы ППТ. Эта полировка – результат ионной бомбардировки штока 3 иона-

ми из плазмы ППТ, которая расширилась в сторону нагрузки. На основании этого факта выбрана длина $\ell = 33$ см. При этом плазма из ППТ за время протекания тока до его обрыва (~1.1 мкс) не успевала закоротить диод, т.е. в наших условиях продольная скорость плазмы из ППТ в сторону нагрузки была не более 3×10^6 см/с. Индуктивность соединения “ППТ–диод” $L_D \approx 0.08$ мГн, что составляло всего ~3% индуктивности контура “ГИН–диод”, поэтому напряжение на диоде, практически, совпадало с напряжением на ППТ. При этом минимальный ток самоизоляции тракта “ППТ–диод” (см. выражение (7)) составлял всего ~10 кА.

Для оптимизации диода с точки зрения получения максимальной дозы D рентгеновского излучения можно воспользоваться формулой из работы [19], справедливой для энергии электронов в диапазоне 1–10 МэВ,

$$D = \kappa I_D U_D^{2.8}, \quad (8)$$

где I_D и U_D – ток и напряжение диода, κ – коэффициент, учитывающий все константы: взаиморасположение источника и точки измерения, систему единиц, длительность импульса, материал и толщину конвертора, материал поглотителя. Оценки на основании (3), (4) и (8) показывают, что максимум D достигается при значениях

$$\eta \approx 0.35, \quad \text{при этом}$$

$$U_D \approx U_{POS} \approx 1.5 \text{ МВ} \quad (\gamma \approx 4) \quad \text{и} \quad I_D \approx 50. \quad (9)$$

В таких режимах РЭП фокусируется за счет собственного магнитного поля. Ток такого диода в рамках парапотенциальной модели [1] описывается формулой

$$I_{D\ par} = 8.5\gamma \ln[\gamma + (\gamma^2 - 1)^{0.5}] \frac{R_c}{d}, \quad (10)$$

где γ – релятивистский фактор, d – межэлектродный зазор диода, R_c – радиус катода. Для выполнения условия (9) примем $R_c/d = 0.8$, и выбирая $d = 3$ см, в соответствии с выражением (10) получим $R_c = 2.4$ см. Из отпечатка пучка на аноде и рентгеновской обскуограммы анода следует, что диаметр излучающего пятна на аноде составляет ~3 см при диаметре кромки катода 4.8 см, т.е. реализуется фокусирующий диод.

Для оперативного измерения дозы ТРИ был разработан калориметрический дозиметр [20]. Поглощенная доза измерялась по нагреву свинцового поглотителя D_{Pb} и достигала 27.5 Гр. Для определения отношения доз в водяном D_{H2O} и кремниевом D_{Si} поглотителях к дозе в свинцовом D_{Pb} поглотителе при оптимальной толщине (0.2 мм) вольфрамовой мишени [20] были проведены расчеты (метод Монте-Карло), в которых

Таблица 1

U_D , МВ	0.6	1	1.5
$D_{H2O}(\text{Гр})/D_{Pb}(\text{Гр})$	0.22	0.28	0.29
$D_{Si}(\text{Гр})/D_{Pb}(\text{Гр})$	0.33	0.4	0.41

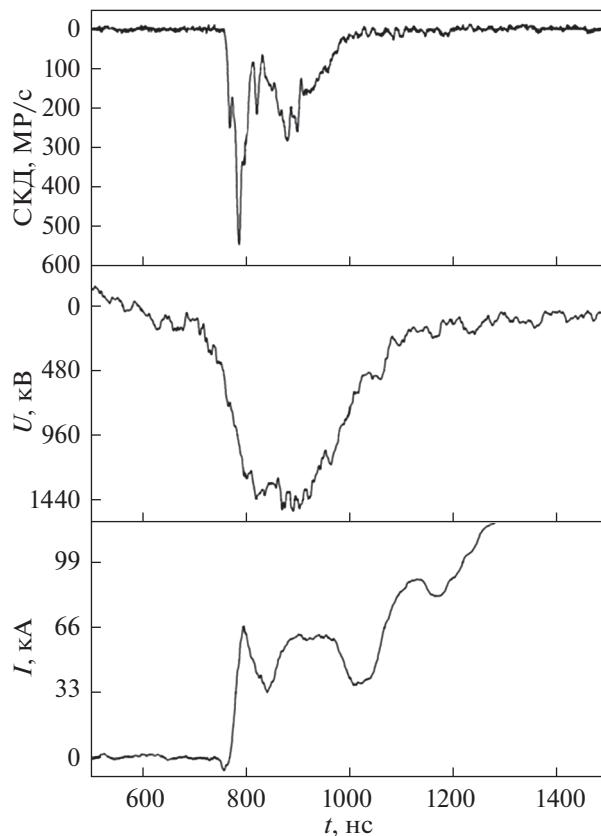


Рис. 13. Осциллограммы сверху вниз: мощность ТРИ с датчика СКД1-02, восстановленное по (4) напряжение на диоде, ток диода.

учитывалась реальная геометрия всех элементов диода и получаемый спектр γ -квантов. Результаты расчетов приведены в таблице 1.

Поскольку материал мишени (тантал, вольфрам, нержавеющая сталь) и ее толщина (0.2–5 мм) менялись в указанных пределах и позволяли делать от одного до двенадцати “выстрелов” до разрушения мишени. Доза менялась в пределах: $D_{\text{Pb}} = 2-27.5$ Гр [21], при этом около трети выстрелов дают дозу в диапазоне $D_{\text{Pb}} = 10-28$ Гр и мощность 60–150 МГр/с. Для перехода к экспозиционной дозе использовалось соотношение

$$D_{\text{exp}} [P] = D_{\text{Pb}} [\text{Гр}] \cdot (30 \pm 10), \quad (11)$$

полученное в ряде калибровочных экспериментов с одновременным измерением поглощенной дозы D_{Pb} калориметрическим датчиком и применением промышленных датчиков ТРИ–дозиметр ТЛД, импульсный сцинтилляционный детектор ССДИ14, кремниевый датчик мощности СКД1-02, алмазный датчик мощности экспозиционной дозы САД1М [22].

Заметим, что отношение M/Z для биологических объектов, воды и воздуха достаточно близки,

и поглощенная доза в них, выраженная в Рад = = 0.01 Гр, с точностью до 10% совпадает с экспозиционной дозой. С учетом этого замечания, можно отметить, что данные таблицы хорошо соответствуют экспериментальному выражению (11).

На рис. 13 представлены характерная осциллограмма мощности дозы с датчика СКД1-02, временной ход напряжения на диоде, построенный в соответствии с (2) по осциллограммам напряжения делителя U_{div} и тока I .

Более подробно результаты экспериментов по генерации и измерению дозы и ее мощности ТРИ представлены в [21, 23].

5. ВЫВОДЫ

Генератор РС-20МР успешно переведен в режим генерации РЭП на заземленный анод [1, 14, 15]. Сделана выносная камера для облучения различных объектов РЭП с энергией 0.8–2 МэВ с током 20–100 кА, плотностью тока 1.5–25 кА/см² и длительностью на полувысоте импульса напряжения 100–300 нс. Выносная камера позволяет вести наблюдение за облучаемым объектом. Кроме того, сделана “внутренняя” камера, позволяющая максимально использовать РЭП для генерации ТРИ, и получить импульс ТРИ с энергией квантов до ~1.5 МэВ, экспозиционной дозой импульса до 800 Р и мощностью дозы до 50 МГр/с.

Показано, что в условиях установки РС-20МР скорость продольного расширения плазмы из ППТ в сторону нагрузки не превышает 3×10^6 см/с. Экспериментально подтверждены полученные в [13, 15] оценки максимума напряжения на ППТ с магнитной самоизоляцией, получаемого в отсутствии нагрузки (3), и зависимость напряжения от тока нагрузки (4).

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант 18-02-00555а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рудаков Л.И., Бабыкин М.В., Гордеев А.В., Демидов Б.А., Королев В.Д., Тарумов Э.З. Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Энергоатомиздат, 1990.
2. Анисимов С.И., Демидов Б.А., Рудаков Л.И., Сагдеев Р.З., Фортов В.Е. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 455
3. Bystritskii V., Grigor'ev S., Kharlov A., Sinebryukhov A., Burkov P., Grigor'ev V., Koval T. // Proc. 11th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams BEAMS-96. Prague, 1996. V. 2. P. 1221.
4. Пунин В.Т., Завьялов Н.В., Басманов В.Ф., Гордеев В.С., Назаренко С.Т., Грунин А.В., Мусин И.З., Гришин А.В., Мысков Г.А., Иванин И.А., Балакин В.А., Мартынов В.М., Лазарев С.А., Михайлов Е.С., Павлов В.С., Путевский С.А., Деманов В.А., Суслаков С.А., Калинчев А.Е., Глушков С.Л., Моисеевских М.А.,

Козачек А.В. // Тр. РФЯЦ-ВНИИЭФ.2009. Вып. 14. С. 62.

5. Эльяш С.Л., Профе Л.П. // Вопросы атомной науки и техники: Сер. Физика радиационного воздействия на радиофизическую аппаратуру. 2002. № 4. С. 150.

6. Жарова Н.В., Петин В.К., Лавринович И.В. Рамахин Н.А., Федуцак В.Ф., Шляхтун С.В., Эрфорт А.А. // 36 Междунар. Звенигородская конф. по физике плазмы и УТС, 9–13 февраля 2009. Сб. аннотаций. 2009. С. 22.

7. Saushkin A.V., Erfort A.A., Fedushchak V.F. // Proc. 14th Intern. Symp. High Current Electronics. Tomsk, 2006. Р. 470.

8. Skjens W.E. // Radiation Phys. Chem. 1980. V. 15. Р. 47.

9. Тельнов А.В., Девяткин И.В., Завьялов Н.В., Майорников В.С., Овчинников М.А., Пунш В.Т., Ситников Н.П., Тарантасов В.П., Шориков И.В., Шангина О.Р., Лапчик Д.Р. // Тр. РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2009. Вып. 14. С. 68.

10. Barinov N.U., Dolgachev G.I., Nitishinsky M.S., Ushakov A.G., Zakatov L.P., Zinoviev O.A. // 12th Intern. Conf. High-Power Particles Beams, Haifa, Israel, June 7–12, 1998. Proc. V. 2. Р. 977.

11. Долгачев Г.И., Закатов Л.П., Нитишинский М.С., Ушаков А.Г. // Приборы и техника эксперимента. 1999. № 2. С. 3.

12. Баринов Н.У., Будков С.А., Данько С.А., Долгачев Г.И., Калинин Ю.Г., Карпов В.Е., Лобанов А.И., Масленников Д.Д., Ходеев И.А. // Приборы и техника эксперимента. 2002. № 2. С. 112.

13. Долгачев Г.И., Ушаков А.Г. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 2. С. 110.

14. Кингсен А.С., Мохов Ю.В., Чукбар К.В. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. С. 854.

15. Долгачев Г.И., Масленников Д.Д., Ушаков А.Г. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 1092.

16. Демидов Б.А., Ивкин М.В., Петров В.А., Углов В.С., Чеджесов В.Д. // ЖТФ. 1980. Т. 50. С. 2205.

17. Демидов Б.А., Ефремов В.П., Петров В.А., Мещеряков А.Н. // Поверхность. 2009. № 9. С. 18.

18. Демидов Б.А., Ивкин М.В., Ивонин И.А., Петров В.А. // ЖТФ. 1995. Т. 65. С. 56.

19. Forster D.W., Goodman M., Herbert G., Martin J.C., Stor T. // Radiation Production Notes. 1971. № 10. Р. 2.

20. Данько С.А., Долгачев Г.И., Ушаков А.Г. // Приборы и техника эксперимента. 2005. № 3. С. 73.

21. Бакшаев Ю.Л., Долгачев Г.И., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Масленников Д.Д., Мижсицкий В.И., Федоткин А.С., Ходеев И.А., Шведов А.А. // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 3. С. 69.

22. Бублик М.А., Даниленко К.Н., Дроняев В.П. // Сб. докл. IX межотраслевой конфер. по радиационной стойкости. Часть 2. Снежинск, 2010. С. 142.

23. Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Масленников Д.Д., Мещерев Б.Р., Мижсицкий В.И., Шведов А.А. // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 1. С. 108.