

ТЕПЛОВИЗИОННАЯ ДИАГНОСТИКА МОЩНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ

© 2013 г. Ю. И. Исакова, А. И. Пушкарев

Томский политехнический университет

Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30

E-mail: aipush@mail.ru

Поступила в редакцию 16.04.2012 г.

Описана тепловизионная диагностика полной энергии импульсного ионного пучка и распределения плотности энергии по сечению. Тестирование диагностики проведено на ускорителе ТЕМП-4М в режиме формирования двух импульсов: первый, плазмообразующий – отрицательный (300–500 нс, 100–150 кВ), второй, генерирующий – положительный (150 нс, 250–300 кВ). Состав пучка: ионы углерода (85%) и протоны, плотность энергии 0.2–3 Дж/см² (для разных диодов). Диагностика была применена при исследовании мощного ионного пучка, формируемого ионным диодом с самоизоляции (двухимпульсный режим) и внешней магнитной изоляцией в одноимпульсном режиме. Использование диагностики позволяет измерять плотность энергии пучка в диапазоне 0.05–5 Дж/см² при отсутствии процессов эрозии и абляции на мишени. При использовании тепловизора с матрицей 140 × 160 пикселей пространственное разрешение составляет 0.9 мм. Время измерения не превышает 0.1 с.

DOI: 10.7868/S0032816213020080

ВВЕДЕНИЕ

Воздействие пучков заряженных частиц на металлы и сплавы инициирует в них термические, термомеханические и диффузионные процессы, что приводит к их структурным и фазовым превращениям [1]. В результате изменяются свойства материалов, такие как твердость, прочность, износостойкость, и повышаются эксплуатационные характеристики изделий. Концентрация ионов в импульсных ионных пучках гигаваттной мощности не превышает 10¹² см⁻³, и основным фактором, определяющим изменение свойств изделия, является тепловое воздействие, а не имплантация ионов. Поэтому для контроля и оптимизации режима обработки изделий мощным ионным пучком (м.и.п.) необходимо регистрировать, прежде всего, плотность энергии ионного пучка и однородность пучка по сечению.

Для измерения распределения энергии пучков заряженных частиц в поперечном сечении широко применяют калориметрические методы. Впервые такой метод для измерения параметров м.и.п. был применен в 1976 году [2]. Распределение энергии пучка в поперечном сечении обычно измеряют секционированным калориметром [3]. Однако для обеспечения пространственного разрешения 1–2 мм при площади м.и.п. >20 см² требуется сложная конструкция калориметра, и процесс измерения занимает много времени. Поэтому этот метод не позволяет оперативно контролировать режим работы генератора м.и.п. в процессе обработки деталей.

В 1997 г. авторы работы [4] предложили использовать тепловизор для измерения распределения плотности энергии импульсного ионного пучка. Они исследовали м.и.п. с плотностью энергии >5 Дж/см², сформированный диодом с внешней магнитной изоляцией в одноимпульсном режиме. Основное внимание было уделено учету влияния процесса абляции материала мишени на результаты тепловизионных измерений.

Для корректного использования тепловизионной диагностики при контроле м.и.п. с низкой плотностью энергии необходимо оценить вклад электронов, генерируемых в течение первого импульса и на послеимпульсах, взрывоэмиссионной плазмы и др. в нагрев мишени. Цель данной работы – разработка тепловизионной диагностики оперативного контроля распределения плотности энергии по сечению импульсных ионных пучков гигаваттной мощности.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ М.И.П.

Исследования проведены на ускорителе ТЕМП-4М [5, 6] в режиме формирования двух импульсов: первый – отрицательный (300–500 нс, 100–150 кВ), второй – положительный (150 нс, 250–300 кВ). Состав пучка: ионы углерода (85%) и протоны, плотность энергии на мишени 0.2–3 Дж/см² (для разных диодов), частота следования импульсов 5–10 импульсов/мин. Для генерации м.и.п. используется диод с магнитной самоизоляцией с взрывоэмиссионным катодом, работающий в двухим-

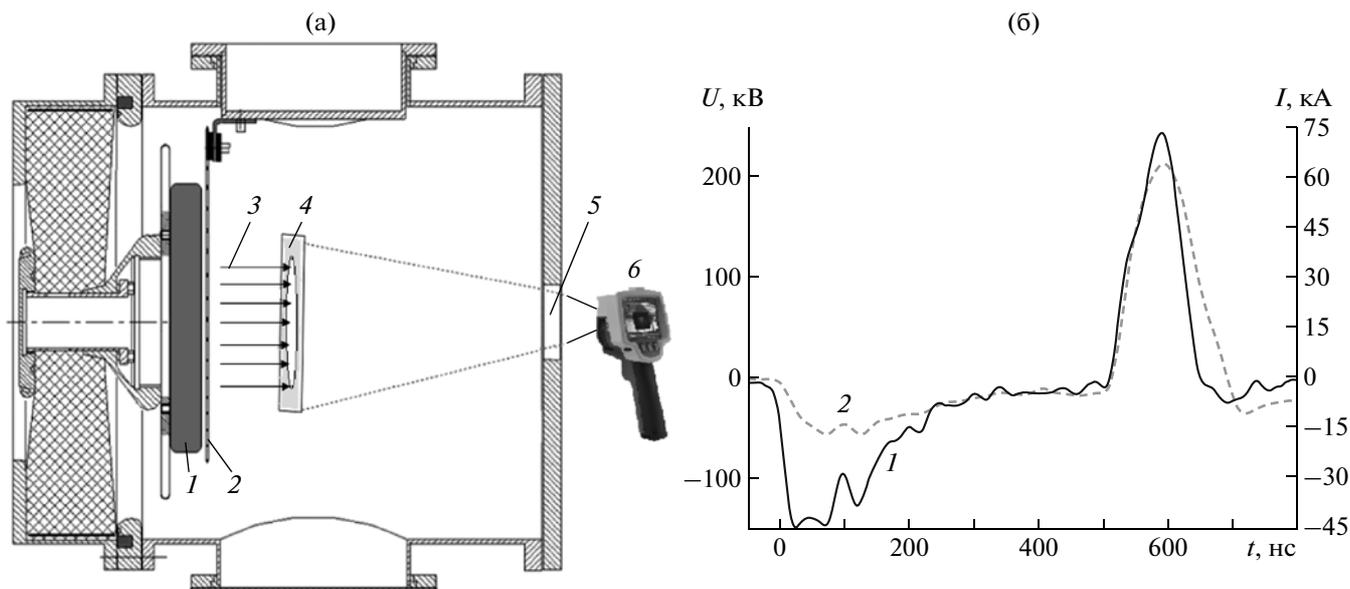


Рис. 1. а – схема диодного узла: 1 – потенциальный электрод, 2 – заземленный электрод, 3 – ионный пучок, 4 – мишень, 5 – CaF_2 -окно, 6 – тепловизор; б – осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и полного тока (2) в плоском полосковом диоде.

пульсном режиме. Схема регистрации и осциллограммы, отражающие работу ускорителя ТЕМП-4М в двухимпульсном режиме, приведены на рис. 1.

Основная часть исследований выполнена с использованием плоского полоскового диода размером 22×4.5 см с межэлектродным зазором 7–9 мм. Потенциальный электрод изготовлен из графита, заземленный электрод – из нержавеющей стали с прорезями размером 0.4×5 см, прозрачность 60%. Ток диодного узла измеряли поясом Роговского с обратным витком. Плотность ионного тока, состав и энергетический спектр м.и.п. определяли по времяпролетной методике [7], используя коллимированный цилиндр Фарадея (к.ц.Ф.) с магнитной отсечкой электронов ($B = 0.4$ Тл).

Напряжение на потенциальном электроде контролировали высокочастотным высоковольтным делителем, установленным перед диодным узлом, и дифференциальным делителем напряжения [8]. Электрические сигналы с датчиков регистрировали осциллографом Tektronix 2024В (200 МГц, $5 \cdot 10^9$ отсчетов/с). Конструкция диода, расположение и калибровка диагностического оборудования ускорителя ТЕМП-4М подробно рассмотрены в наших работах [9, 10].

Диагностику параметров м.и.п. проводили также и по тепловому отпечатку на мишени с использованием тепловизора Fluke TiR10 (спектральный диапазон 7–14 мкм). В качестве мишени использовали пластинку толщиной 100 или 220 мкм из латуни, поскольку она имеет низкие теплоемкость и теплопроводность, что важно для тепловизионной диагностики. Для увеличения

коэффициента излучения латуни задняя (от ионного пучка) сторона мишени покрывалась черной матовой краской ($\epsilon = 0.90$). Ресурс такой мишени превышает 10^4 импульсов м.и.п.

Тепловой отпечаток пучка регистрировали через выходное окно, расположенное на фланце диодной камеры (см. рис. 1). В качестве окна использовали плоскопараллельную пластину из фторида кальция (CaF_2). Спектр пропускания оптического окна был измерен и.к.-спектрометром Фурье Nicolet 5700. Фторид кальция имеет неполное пропускание в спектральном диапазоне 7–14 мкм, поэтому показания тепловизора, регистрирующего проходящий через CaF_2 -окно тепловой поток, отличаются от действительных значений температуры мишени.

Перед исследованиями была выполнена калибровка диагностического оборудования. В латунную ванночку, внешняя сторона которой была покрыта черной матовой краской, наливали горячую воду. Ванночку устанавливали в диодную камеру на место мишени. Температуру воды измеряли тепловизором (через CaF_2 -окно) и термопарой, помещенной в ванночку. Показания термопары также сверяли с показаниями ртутного термометра.

Для корректного определения спектра пропускания окна было выполнено 5 одинаковых измерений. Градуировочную кривую аппроксимировали линейной функцией, коэффициенты рассчитывали методом наименьших квадратов в программе Origin 7.5. Погрешность аппроксимации не превышала 5%. Полученную линейную

функцию использовали в дальнейшем для расчета плотности энергии м.и.п.

При угле обзора 25° и минимальном фокусном расстоянии 30 см для тепловизора Fluke TiR10 размер сканируемого объекта составит 12.7 см. Для матрицы тепловизора Fluke TiR10 140×160 пикселей пространственное разрешение составит 0.8–0.9 мм.

Количество энергии Q , Дж, выделяемое в мишени при облучении, будет равно

$$Q = c_v m \Delta T = c_v S d \rho \Delta T,$$

где c_v – удельная теплоемкость, S – площадь мишени, d – толщина мишени, ρ – плотность, ΔT – нагрев мишени.

Тогда плотность энергии м.и.п. $J(x, y)$, Дж/см², можно определить по формуле

$$J(x, y) = \frac{Q}{S} = c_v d \rho \Delta T(x, y).$$

Обработку термограмм, регистрируемых тепловизором, проводили с помощью программы SmartView™. При минимальной паспортной температурной чувствительности 0.2°C тепловизора Fluke TiR10 минимальная плотность энергии для латунной мишени толщиной 0.2 мм (с учетом ослабления теплового потока в выходном окне) составляет 0.02 Дж/см². Для повышения чувствительности тепловизионной диагностики можно использовать более тонкую фольгу или материал с меньшей теплоемкостью.

После нагрева мишени мощным ионным пучком была измерена тепловизором температура другой поверхности (см. рис. 1). Время $\tau_{0.5}$, с, необходимое для повышения температуры тыльной (по отношению к м.и.п.) поверхности мишени на 50% от максимальной, можно рассчитать по соотношению [11]

$$\tau_{0.5} = \frac{0.14d^2}{a},$$

где d , м – толщина мишени; a , м²/с – температуропроводность.

Для латунной мишени толщиной 220 мкм (температуропроводность латуни равна $3 \cdot 10^{-5}$ м²/с) время прогрева по всей толщине не превышает 0.25 мс.

При работе ускорителя ТЕМП-4М формируется тормозное рентгеновское излучение, мощность поглощенной дозы которого превышает допустимую норму для обслуживающего персонала. Поэтому между моментами времени окончания генерации м.и.п. и начала измерения теплового поля на мишени существует задержка 2–3 с.

Для оценки погрешности методики из-за искажения профиля теплового поля при охлаждении один и тот же тепловой отпечаток м.и.п. на мишени был измерен через разные интервалы времени. Выполненные исследования динамики охлаждения латунной мишени толщиной 220 мкм после воздействия м.и.п. (с плотностью энергии

≈ 2 Дж/см²) показали, что в течение 5 с ширина распределения температуры на полувысоте увеличивается на 16%. Максимальная задержка между генерацией импульса м.и.п. и измерением теплового отпечатка на мишени не превышает 3 с, поэтому погрешность тепловизионной методики из-за искажения профиля теплового поля при охлаждении латунной мишени не превышает 10%. При регистрации м.и.п. с плотностью энергии < 1 Дж/см² погрешность будет еще ниже.

Несмотря на снижение температуры в точке максимального нагрева, полная энергия теплового отпечатка, которую определяли по средней температуре, рассчитанной по программе SmartView™ для всей латунной мишени, оставалась постоянной и равнялась 95 ± 5 Дж. Это указывает на то, что снижение температуры в точке максимального нагрева вызвано температуропроводностью материала мишени, а не тепловым излучением.

Скорость остывания мишени после воздействия м.и.п. зависит от температуры ее нагрева, определяемой плотностью энергии ионного пучка. Для снижения погрешности тепловизионной методики при исследовании м.и.п. с плотностью энергии > 2 Дж/см² использована мишень из нержавеющей стали толщиной 100 мкм. Температуропроводность нержавеющей стали в 2 раза ниже, чем у латуни, поэтому погрешность тепловизионной методики из-за искажения профиля теплового поля при охлаждении мишени из нержавеющей стали не превышает 5%.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ М.И.П. ПО СЕЧЕНИЮ

Разработанная тепловизионная диагностика была использована для контроля однородности м.и.п., формируемого диодом с магнитной самоизоляцией. При увеличении зазора анод–катод в конце плоского полоскового диода (по сравнению с началом) удается получить более однородное распределение плотности энергии м.и.п. На рис. 2 приведены результаты измерения распределения плотности энергии по сечению м.и.п. в плоском полосковом диоде при величине зазора анод–катод 8 мм в начале диода и 10 мм в конце. Показаны термограммы трех разных импульсов м.и.п. Использована мишень из латуни толщиной 100 мкм, расстояние от диода до мишени составляло 12 см.

Типичный тепловой отпечаток м.и.п. фокусирующего полоскового диода приведен на рис. 3. Использована мишень из нержавеющей стали толщиной 100 мкм, расстояние диод–мишень составляло 14 см. Анализ термограмм м.и.п. фокусирующего диода показал, что неоднородность плотности ионного пучка по длине фокусирующего диода слабо влияет на распределение плот-

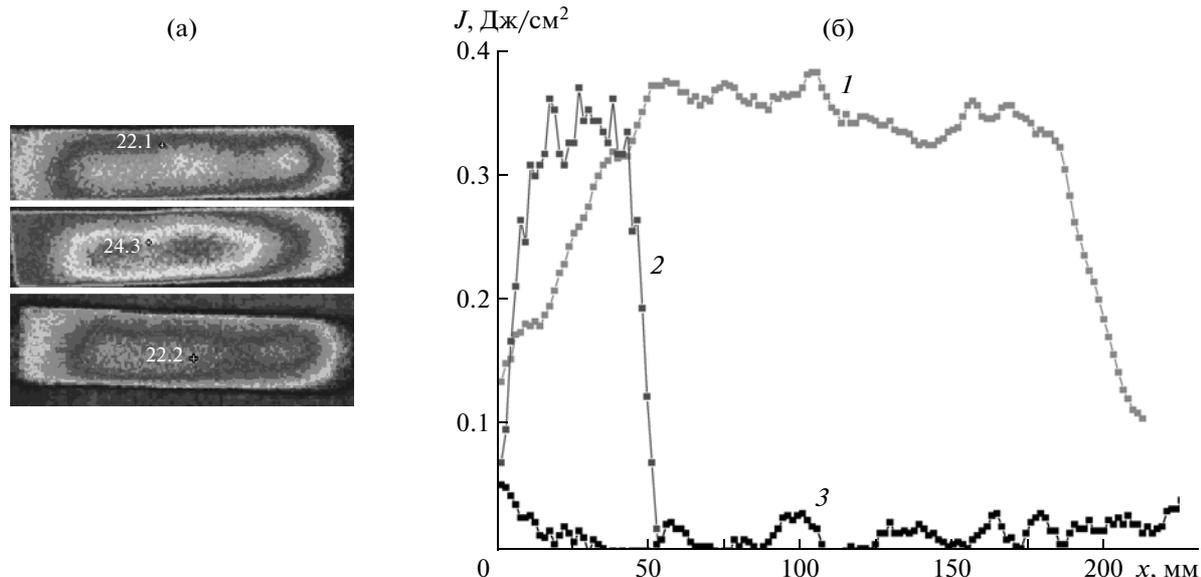


Рис. 2. Термограммы м.и.п. (а) и распределение плотности энергии на мишени в продольном (1) и поперечном (2) сечениях (б). Кривая 3 – исходный тепловой фон мишени.

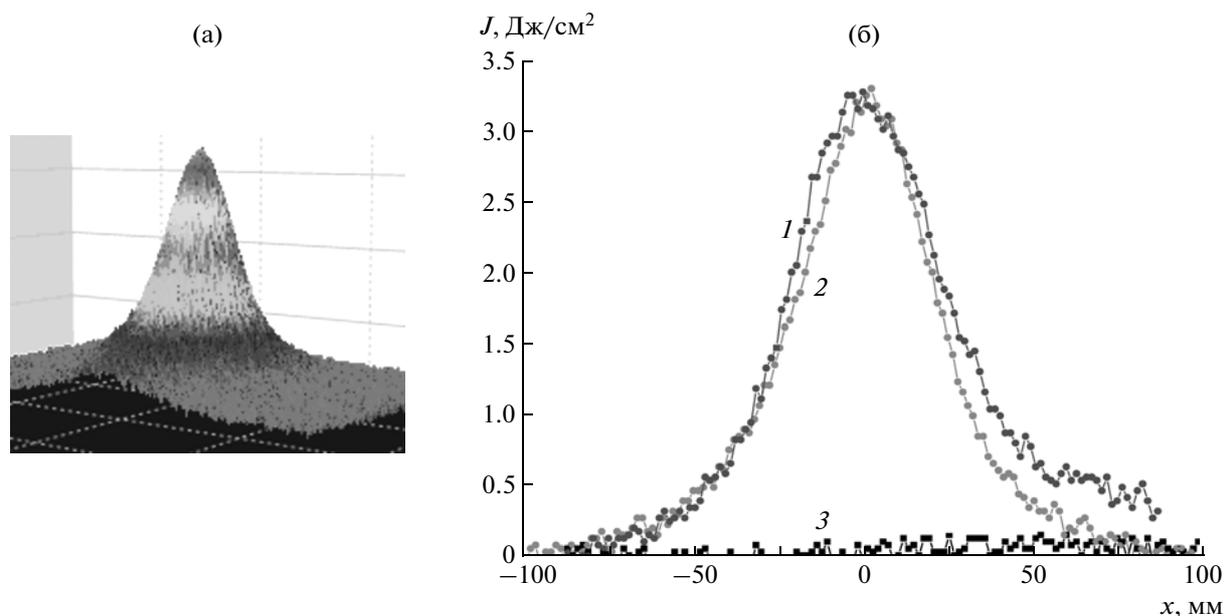


Рис. 3. Термограмма м.и.п. в фокусной плоскости фокусирующего полоскового диода (а) и распределение плотности энергии в горизонтальном (1) и вертикальном (2) сечениях (б). Кривая 3 – исходный тепловой фон мишени.

ности энергии в фокусе. Ширина теплового отпечатка на полувысоте (в горизонтальном направлении) близка к ширине полоскового диода (45 мм), что указывает на малое расхождение м.и.п.

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА НАГРЕВ МИШЕНИ

В ионном диоде, работающем в двухимпульсном режиме, тепловой отпечаток на мишени могут формировать электроны, достигшие мишени

на первом импульсе, и ионы в течение второго импульса. Тепловизионная диагностика не позволяет разделить их вклад в нагрев мишени. На первом импульсе электроны стартуют с потенциального электрода и движутся в зазоре анод–катод к заземленному электроду, который соединен с корпусом диодной камеры только с одной стороны (см. рис. 1). Далее электроны движутся по электроду к точке заземления, формируя магнитное поле в зазоре, вектор магнитной индукции которого перпендикулярен вектору напряженно-

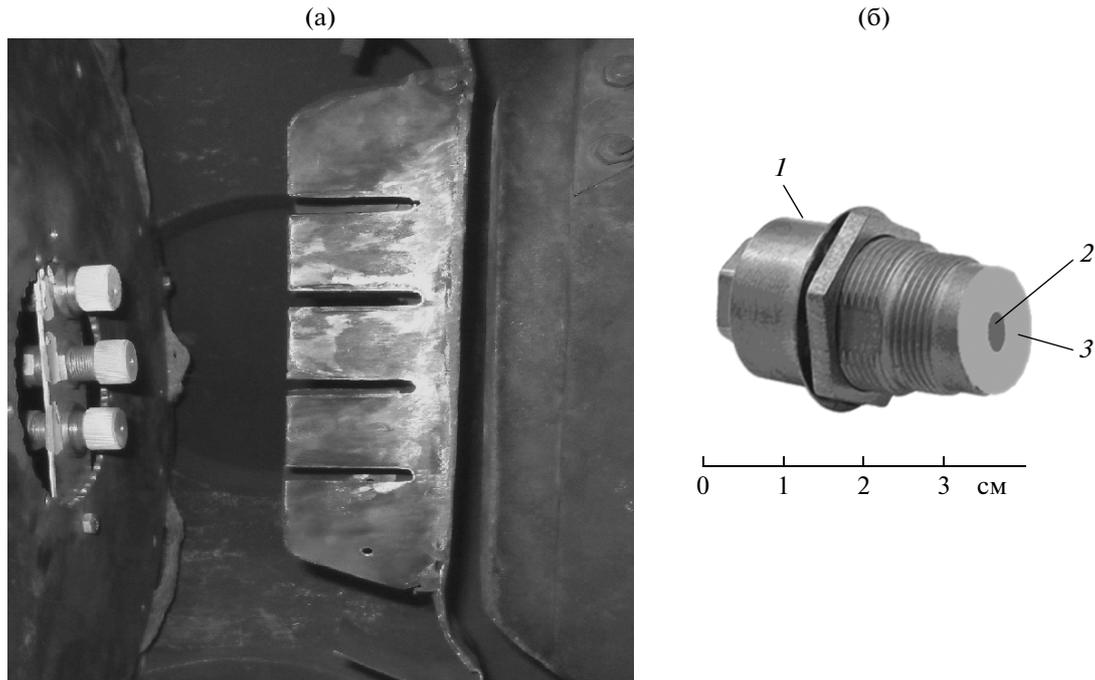


Рис. 4. Схема измерения (а) и конструкция ц.Ф.о. (б): 1 – разъем СР; 2 – отверстие $\varnothing 4$ мм; 3 – экран.

сти электрического поля. Поэтому по мере движения поперек зазора анод–катод последующие электроны попадают в магнитное поле и дрейфуют по направлению к свободному концу диода [9]. Достигая конца области дрейфа, электроны могут попасть на мишень, вызывая ее нагрев.

Для измерения плотности энергии электронов, ускоренных в зазоре анод–катод полоскового диода и достигших мишени, использован цилиндр Фарадея без магнитной отсечки (ц.Ф.о.). Он выполнен из разъема СР50-812ФВ, диаметр коллектора составляет 8 мм, диаметр отверстия в крышке – 4 мм. Схема измерения электронного пучка, формируемого диодом в течение первого импульса, и конструкция ц.Ф.о. показаны на рис. 4. Типичные осциллограммы ускоряющего напряжения и тока, регистрируемого ц.Ф.о. на расстоянии 12 см от плоского полоскового диода, приведены на рис. 5.

Выполненные исследования показали, что в используемой конструкции ц.Ф.о. уровень помех не превышает ± 1 А/см², что соответствует плотности энергии 6 ± 1.6 мДж/см². Для определения энергетического спектра электронов, генерируемых в течение первого импульса напряжения, коллекторы ц.Ф.о. были закрыты алюминиевой фольгой толщиной 40 мкм. Результаты измерений приведены на рис. 6. Согласно полученным результатам, энергия электронов, достигающих мишени в течение первого импульса, превышает 50 кэВ что соответствует плотности энергии электронов (интеграл произведения напряжения на

плотность электронного тока ц.Ф.о. в течение первого импульса) 64 ± 16 мДж/см². Это значительно меньше плотности энергии м.и.п., измеренной тепловизионным методом.

Аналогичные измерения были выполнены и для фокусирующего полоскового диода. Средняя плотность энергии электронов в фокусе ионного диода (интеграл произведения напряжения на плотность электронного тока с ц.Ф.о. в течение первого импульса) составила 10–15 мДж/см², что значительно меньше плотности энергии м.и.п. в фокусе полоскового фокусирующего диода, измеренной тепловизионным методом (см. рис. 3).

ВЛИЯНИЕ ВЗРЫВОЭМИССИОННОЙ ПЛАЗМЫ НА НАГРЕВ МИШЕНИ

В диоде с взрывоэмиссионным катодом вклад в нагрев мишени может давать плазма при расширении с поверхности электрода. Прямые измерения ее влияния выполнить сложно, поэтому в этом разделе приведены оценочные данные. В монографии Д.И. Проскуровского [12] на основе литературного обзора и гидродинамического моделирования разлета взрывоэмиссионной плазмы показано, что удельный энерговклад генератора наносекундных импульсов в формирование взрывоэмиссионной плазмы составляет $\approx 2 \cdot 10^4$ Дж/г материала катода. В этой же работе приведены экспериментальные значения уноса материала с вершины одиночного молибденового острия в результате взрывной эмиссии: за 1 импульс тока

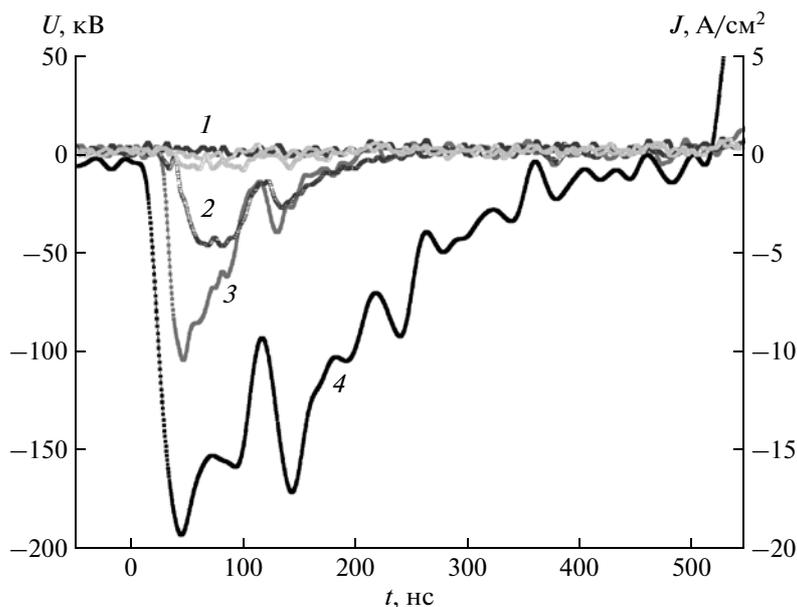


Рис. 5. Осциллограммы плотности тока, регистрируемого тремя закрытыми ц.Ф.о. (1) и двумя открытыми ц.Ф.о. (2, 3), и ускоряющего напряжения (4).

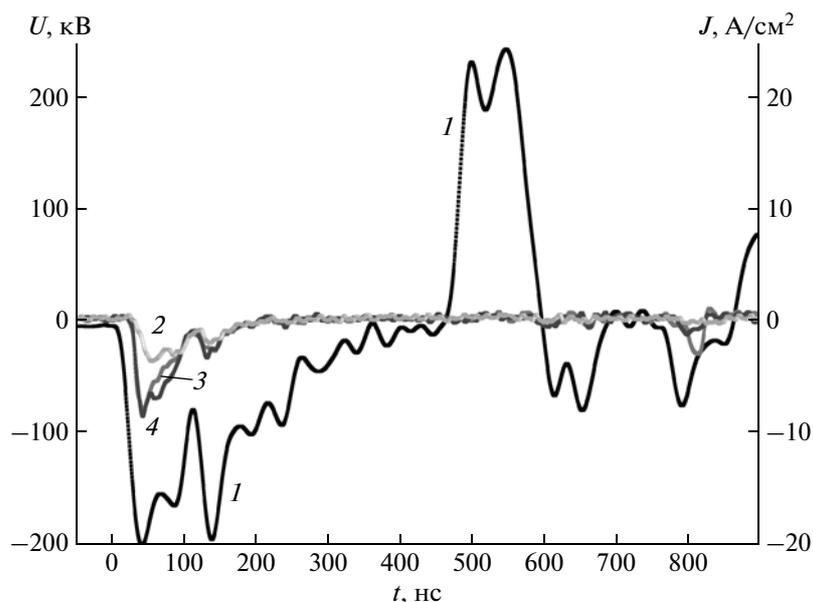


Рис. 6. Осциллограммы: 1 – ускоряющего напряжения; 2–4 – плотности тока, регистрируемого тремя ц.Ф.о., закрытыми Al-фольгой.

длительностью 80 нс унос массы острия диаметром 20 мкм составляет $(2-8) \cdot 10^{-9}$ г.

Количество эмитирующих центров равно отношению площади катода к площади одного шестигранника, образующего сотовую структуру эмиссионных центров [13]:

$$N = \frac{1.15S}{b^2},$$

где S – площадь потенциального электрода, b – расстояние между соседними эмиссионными центрами.

Минимальное расстояние между дискретными эмиссионными центрами определяется эффектом экранирования электрического поля вокруг центра [14] и равно двум радиусам экранирования r , см:

$$r = 500d_0I_1^{1/2}U^{-3/4},$$

где d_0 – величина зазора анод–катод, I_1 – ток одиночного эмиссионного центра, U – ускоряющее напряжение.

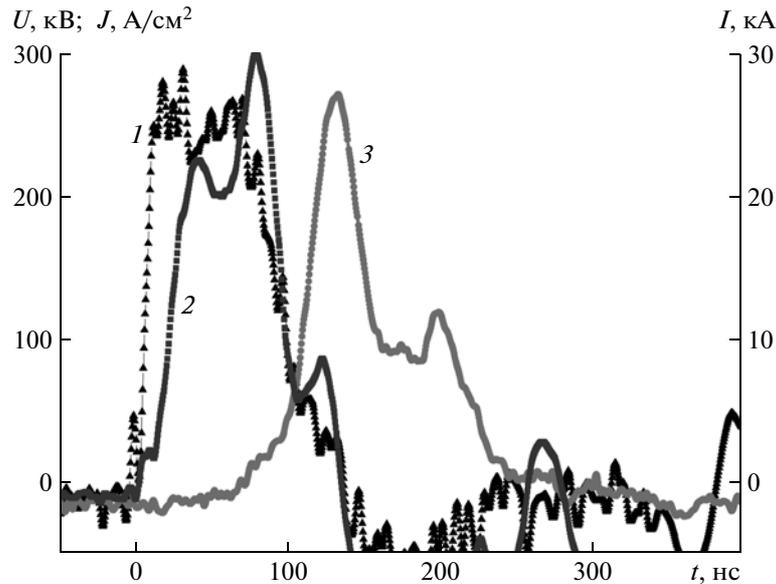


Рис. 7. Осциллограммы ускоряющего напряжения (1), полного тока (2) и плотности ионного тока (3) в диоде с внешней магнитной изоляцией.

Радиус экранирования равен 5–6 мм для электронного тока от одного эмиссионного центра 90 А [14] и среднего напряжения 100–120 кВ в течение формирования центров эмиссии (см. рис. 1). В этом случае на электроде площадью 80–100 см² образуется 80–100 взрывоэмиссионных центров. Затраты энергии на их формирование не превышают 16 мДж.

Кроме того, выполненные экспериментальные исследования баланса энергии планарного диода с графитовым взрывоэмиссионным катодом в течение генерации электронного пучка показали [15], что потери энергии в диоде пропорциональны величине зазора анод–катод. Общий характер зависимости для катодов из разного материала указывает на то, что потери энергии в диоде связаны не с процессом формирования взрывоэмиссионной плазмы, а с процессом транспортировки электронов пучка в промежутке анод–катод. Затраты энергии на формирование взрывоэмиссионной плазмы не превышают 1 Дж при площади катода 16–20 см². Поэтому в ионном диоде с пассивным анодом при работе в двухимпульсном режиме вклад взрывоэмиссионной плазмы в нагрев мишени незначителен.

ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ М.И.П. В ДИОДЕ С ВНЕШНЕЙ МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

Разработанная тепловизионная методика была использована для исследования м.и.п., формируемого ионным диодом с внешней магнитной изоляцией [16]. Исследования выполнены на ускорителе ТЕМП-4М с использованием того же диагно-

стического оборудования, что и для исследования ионного диода с магнитной самоизоляцией. Осциллограммы, характеризующие работу ионного диода с внешней магнитной изоляцией, приведены на рис. 7.

Полученные данные позволяют оценить плотность энергии ионного пучка. Амплитуда ускоряющего напряжения в течение генерации м.и.п. меняется незначительно (см. рис. 7), поэтому изменение формы импульса плотности ионного тока при транспортировке можно не учитывать. В этом случае для расчета плотности энергии м.и.п. в программе Origin 7.5 перемещаем осциллограмму плотности тока (кривая 3 на рис. 7) на величину, равную среднему времени движения ускоренных ионов от диода до к.ц.Ф. Затем рассчитываем интеграл произведения ускоряющего напряжения на плотность ионного тока. Для данных рис. 7 расчетная плотность энергии составила 3.4 Дж/см². На рис. 8 приведены результаты измерения плотности энергии м.и.п. по тепловизионной методике.

Выполненные исследования показали, что для диода с внешней магнитной изоляцией плотность энергии м.и.п., рассчитанная по показаниям к.ц.Ф., совпадает (в пределах точности измерения) с данными, полученными по тепловизионной методике. Интегрирование произведения плотности ионного тока на ускоряющее напряжение в течение генерации м.и.п. дает величину плотности энергии 3.4 Дж/см². Согласно тепловизионным измерениям, плотность энергии этого ионного пучка в фокусе достигает 3.6–3.8 Дж/см². Небольшие расхождения могут быть связаны с неточной фокусировкой м.и.п. на входном отвер-

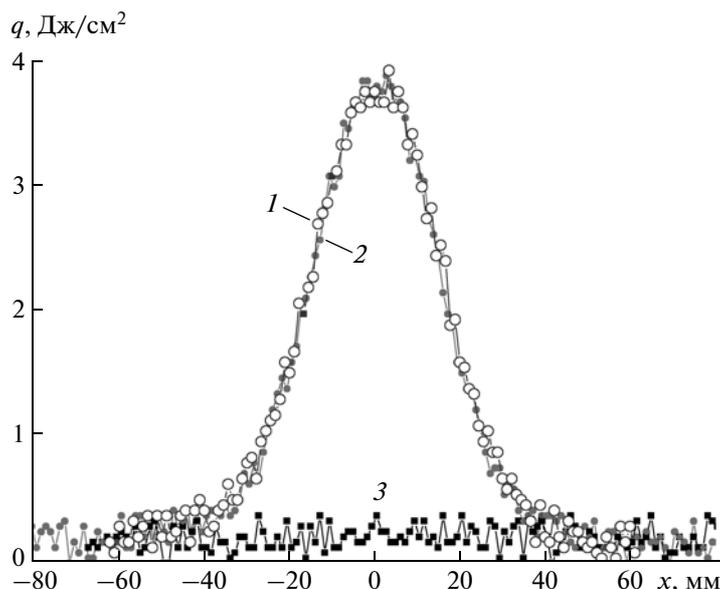


Рис. 8. Распределение плотности энергии м.и.п. в фокусе в горизонтальном (1) и вертикальном (2) сечениях. Кривая 3 — исходный тепловой фон мишени.

стии к.ц.Ф. Значения плотности м.и.п., измеренные двумя независимыми методиками, соответствуют результатам, полученным в работе [4] для диода аналогичной конструкции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования показали, что тепловизионная диагностика параметров импульсных ионных пучков гигаваттной мощности является эффективным методом оперативного контроля. Она позволяет измерять полную энергию м.и.п. и распределение плотности энергии на мишени, оптимизировать работу ионного диода и контролировать режим облучения мишени. Пространственное разрешение составляет 0.9–1 мм, чувствительность типового тепловизора обеспечивает регистрацию теплового отпечатка за один импульс при плотности энергии выше 0.02 Дж/см². Вклад электронов, генерируемых в течение первого импульса, и взрывоэмиссионной плазмы в нагрев мишени не превышает 0.05–0.08 Дж/см² при работе диода в одноимпульсном и двухимпульсном режимах. Тепловизионная диагностика не требует дорогостоящих расходных материалов. Время измерения не превышает 0.1 с, поэтому эту диагностику можно использовать для быстрой оценки распределения плотности энергии мощного ионного пучка и при автоматизации обработки деталей с контролем параметров облучения на каждом импульсе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 12-08-31335.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Быстрицкий В.М., Диденко А.Н. Мощные ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984.
2. Christodoulides C.E., Freeman J.H. // Nucl. Instrum. and Methods. 1976. V. 135. Issue 1. P. 13.
3. Москалев В.А., Сергеев Г.И. Измерение параметров пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1991.
4. Davis H.A., Bartsch R.R., Olson J.C. et al. // J. Appl. Phys. 1997. V. 82 (7). P. 3223.
5. Remnev G.E., Isakov I.F., Pushkarev A.I. et al. // Surf. Coat. Technol. 1999. V. 114. P. 206.
6. Пушкарев А.И., Тарбоков В.А., Сазонов Р.В. Патент № 86374 РФ. Класс МПК8 H05H 9/00. // БИ. 2009. № 24.
7. Исакова Ю.И., Пушкарев А.И., Тарбоков В.А. // Известия Томского политехнического университета. 2010. Т. 316. № 2. С. 76.
8. Исакова Ю.И., Пушкарев А.И., Холодная Г.Е. // ПТЭ. 2011. № 2. С. 39.
9. Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., Gusel'nikov V.I. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 083109.
10. Isakova Y.I. // Journal of the Korean Physical Society. 2011. V. 59. № 6. P. 3531.
11. Филиппов Л.П. Измерение тепловых свойств веществ методом периодического нагрева. М.: Энергоатомиздат, 1984.
12. Проскуровский Д.И. Эмиссионная электроника: Учеб. пособие для вузов. 2-е изд. Томск: Изд-во Томского государственного университета, 2010.
13. Пушкарев А.И., Сазонов Р.В. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 34. Вып. 7. С. 44.
14. Беломытцев С.Я., Корovin С.Д., Месяц Г.А. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. № 18. С. 1089.
15. Пушкарев А.И., Новоселов Ю.Н., Сазонов Р.В. // ПТЭ. 2007. № 5. С. 117.
16. Лопатин В.С., Ремнёв Г.Е., Фурман Э.Г. и др. // ПТЭ. 2004. № 4. С. 70.