

УДК 535.11+537.533.3+537.534.3

ДИАГНОСТИКА ИМПУЛЬСНЫХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ, ИОНОВ И АТОМОВ (обзор)

© 2020 г. А. И. Пушкарев^{а,*}, А. И. Прима^а, Ю. И. Егорова^а, В. В. Ежов^а

^аТомский политехнический университет,
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30

*e-mail: aipush@mail.ru

Поступила в редакцию 25.11.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 21.12.2019 г.

Представлен обзор методов диагностики таких наиболее важных параметров импульсных пучков электронов, ионов и ускоренных атомов, как плотность тока, флюенс, полная энергия за импульс и распределение плотности энергии по сечению, состав пучка и его энергетический спектр. Основное внимание уделено методам диагностики пучков, предназначенных для технологических применений, с энергией частиц 0.01–1 МэВ и плотностью энергии 0.1–10 Дж/см². Статья содержит описание каждого диагностического метода, области применения и систематических погрешностей. Рассмотрена тепловизионная диагностика полной энергии пучка частиц, распределения плотности энергии по сечению, перемещения пучка в фокусной плоскости в серии импульсов, расходимости пучка при транспортировке до мишени. Представлена времяпролетная диагностика ионных пучков, которая позволяет определить состав пучка, флюенс и энергетический спектр ионов каждого типа в пучке сложного состава (ионы разной массы и кратности ионизации). Описана акустическая (терморadiационная) диагностика, основанная на регистрации пьезодатчиком акустических волн, формируемых пучком частиц в металлической мишени.

DOI: 10.31857/S0032816220030143

1. ВВЕДЕНИЕ

Воздействие импульсных потоков энергии гигаваттной мощности, обеспечивающее нагрев и охлаждение приповерхностного слоя обрабатываемого изделия со скоростью 10^8 – 10^9 К/с (сверхскоростная закалка) при давлении 10^8 Па (сверхмощная ковка) [1, 2], позволяет формировать в поверхностных слоях структуры, состав и нанометровые размеры которых недоступны для получения другими методами. В результате улучшаются свойства материалов: твердость, прочность, износостойкость; повышаются эксплуатационные характеристики изделий из таких материалов. Пучки электронов и ионов используются также для имитационного облучения конструкционных материалов при исследовании их радиационной стойкости [3–5].

Для контроля параметров импульсных пучков, предназначенных для технологических применений (с энергией частиц 0.01–1 МэВ, плотностью энергии пучка 0.1–10 Дж/см²), используют: тепловизионную диагностику (для измерения полной энергии и распределения плотности энергии по сечению, перемещения пучка в фокусной

плоскости в серии импульсов и расходимости пучка при транспортировке до мишени), времяпролетную диагностику (для измерения состава ионного пучка, флюенса и энергетического спектра ионов каждого типа в пучке сложного состава), цилиндр Фарадея (для измерения полного тока электронного пучка и плотности ионного тока), акустическую диагностику (для измерения распределения плотности энергии по сечению) и др.

2. ТЕПЛОВИЗИОННАЯ ДИАГНОСТИКА ПУЧКОВ ИОНОВ И АТОМОВ

При амплитуде импульса плотности ионного тока 200–300 А/см² и длительности 100–150 нс (форма импульса гауссиана) плотность заряда за 1 импульс составляет 15–20 мкКл/см². Это соответствует флюенсу однозарядных ионов за один импульс $(0.9–1.3) \cdot 10^{14}$ см⁻². Пробег ионов с энергией 200–300 кэВ в металлах не превышает 1 мкм, и их концентрация в приповерхностном слое составляет $<10^{18}$ см⁻³ (концентрация атомов железа $8.5 \cdot 10^{22}$ см⁻³). При этом плотность энергии мощного ионного пучка (м.и.п.) составляет 3–5 Дж/см², и

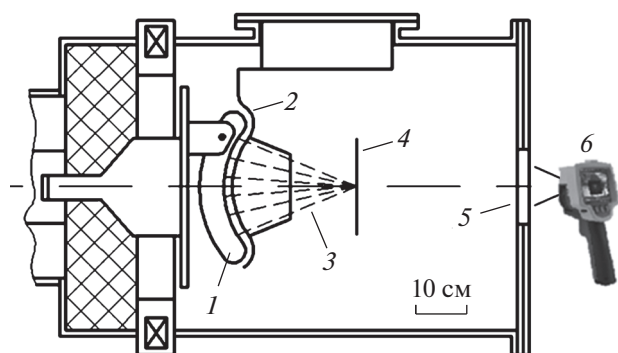


Рис. 1. Схема измерения распределения плотности энергии м.и.п. 1 – анод; 2 – катод; 3 – ионный пучок; 4 – мишень; 5 – оптическое окно; 6 – тепловизор.

основным фактором, определяющим изменение свойств изделия при воздействии ионного пучка гигаваттной мощности, является тепловое воздействие, а не имплантация ионов [6]. Поэтому для оптимизации режима обработки изделий таким пучком важен, прежде всего, контроль плотности энергии м.и.п., а калориметрическая диагностика является основным методом исследования параметров импульсных пучков ионов и ускоренных атомов [7].

В работе [8] представлен сравнительный анализ корректности диагностики пучков по амплитуде импульса плотности ионного тока и по плотности энергии м.и.п. Проанализировано влияние разброса энергии ионов, состава ионного пучка, ускоренных атомов, локальности диагностики и других факторов на погрешность диагностики м.и.п. Показано, что измерение плотности энергии обеспечивает более корректную и полную информацию, не содержащую систематических погрешностей. В настоящее время тепловизионная диагностика широко используется для исследования параметров импульсных пучков электронов, ионов и ускоренных атомов.

Впервые калориметрический метод для измерения параметров м.и.п. был использован в 1976 г. английскими учеными Christodoulides и Freeman [9]. Применение тепловизора для измерения распределения плотности энергии м.и.п. предложено в 1997 г. Davis и др. [10]. Выполненные исследования показали, что тепловизионная диагностика параметров импульсных пучков ионов и ускоренных атомов является эффективным методом оперативного контроля [7, 11, 12]. Она позволяет измерить за один импульс полную энергию пучка и распределение плотности энергии на мишени, оптимизировать работу ионного источника и контролировать режим облучения мишени.

Пространственное разрешение тепловизионной диагностики составляет 1–2 мм, чувствительность типового тепловизора обеспечивает ре-

гистрацию теплового отпечатка за один импульс при плотности энергии >0.02 Дж/см². Для корректного использования тепловизионной методики при контроле параметров м.и.п. необходимо учесть вклад электронов, плазмы и др. факторов в нагрев мишени [12].

2.1. Методика измерения плотности энергии м.и.п.

Тепловизионную диагностику параметров м.и.п. проводят по тепловому отпечатку на металлической мишени с использованием тепловизора. Схема регистрации приведена на рис. 1. В качестве мишени используют фольгу из нержавеющей стали [7] или титана [10, 11]. Среди широко используемых конструкционных материалов нержавеющая сталь выделяется более низкой теплоемкостью и теплопроводностью, что важно для тепловизионной диагностики. Для увеличения коэффициента излучения мишени тыльную (от ионного пучка) сторону покрывают черной матовой краской ($\epsilon = 0.95$). Ресурс такой мишени составляет 10^3 – 10^4 импульсов м.и.п. с плотностью энергии до 15 Дж/см².

Генерация м.и.п. и облучение мишени происходят в диодной камере при давлении <10 Па, поэтому тепловой отпечаток пучка регистрируют через выходное окно, расположенное на фланце диодной камеры. В качестве окна используют плоскую пластину из фторида кальция (CaF₂), или NaCl, ZnSe, BaF₂. Фторид кальция и другие оптические материалы имеют неполное пропускание в рабочем спектральном диапазоне тепловизора (7–14 мкм), и показания тепловизора, регистрирующего проходящий через оптическое окно тепловой поток, необходимо корректировать. Выполненные исследования показали, что коэффициент ослабления теплового излучения окна из CaF₂ и BaF₂ меняется незначительно при длительном использовании для регистрации теплового отпечатка м.и.п.

Количество энергии E , Дж, выделяемое в мишени при облучении, равно:

$$E = c_v m \Delta T = c_v d \rho S \Delta T(x, y),$$

где c_v , Дж/(г · град) – удельная теплоемкость; S , см² – площадь мишени; d , см – толщина мишени; ρ , г/см³ – плотность материала мишени; ΔT , град – нагрев мишени.

Тогда плотность энергии м.и.п. $J(x, y)$, Дж/см², при регистрации термограммы через оптическое окно будет равна:

$$J(x, y) = \frac{E}{S} = K_1 c_v d \rho \Delta T(x, y), \quad (1)$$

где K_1 – коэффициент ослабления теплового излучения в оптическом окне.

При минимальной температурной чувствительности тепловизора Fluke Ti10, равной 0.2°C, минимальная плотность энергии для мишени из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм составит 0.03 Дж/см² для окна из CaF₂ и 0.01 Дж/см² для BaF₂.

После нагрева лицевой стороны мишени ионным пучком тепловизор измеряет температуру ее тыльной стороны. Время, необходимое для повышения температуры тыльной поверхности мишени на 50% от максимальной, можно оценить по методу Паркера [13, 14]:

$$\tau_{0.5}[c] = \frac{1.38d^2}{\pi^2 a},$$

где a , м²/с – температуропроводность.

Для мишени из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм ($a = 1.5 \cdot 10^{-5}$ м²/с) время прогрева $\tau_{0.5}$ не превышает 0.1 мс. В работе [15] представлены результаты расчета времени прогрева мишени, которое соответствует выравниванию температуры по толщине с градиентом <0.02°. При толщине мишени из нержавеющей стали <0.2 мм время прогрева не превышает 10 мс. При использовании тепловизора Fluke Ti400 в режиме видео регистрация теплового отпечатка на мишени происходит через 0.1 с после генерации импульса м.и.п. (аппаратная задержка). Поэтому погрешность тепловизионной диагностики, вызванная неоднородным прогревом мишени по толщине, незначительна.

Задержка регистрации термограммы м.и.п. может вносить погрешность в результаты тепловизионной диагностики из-за охлаждения мишени. При работе тепловизора в режиме видео (обычно 9 кадров в секунду) задержка между генерацией м.и.п. (длительностью 150 нс) и регистрацией термограммы не превышает 0.1 с.

На рис. 2 показано распределение плотности энергии м.и.п. в фокусной плоскости по вертикали и снижение температуры мишени в точке максимального нагрева в процессе охлаждения мишени. Поскольку ионный источник и мишень находятся в вакууме, охлаждение мишени происходит медленно, снижение температуры не превышает 2% за 0.2 с. Таким образом, погрешность тепловизионной диагностики, вызванная охлаждением мишени, незначительна.

Тепловизионная диагностика обеспечивает высокое пространственное разрешение распределения плотности энергии м.и.п. по сечению. Для его оценки в мишени было выполнено отверстие диаметром 3 мм (рис. 3). Тепловизионная диагностика позволила корректно регистрировать снижение температуры мишени в области отверстия, разрешающая способность диагностики составила 1–1.5 мм. Плотность энергии в области отвер-

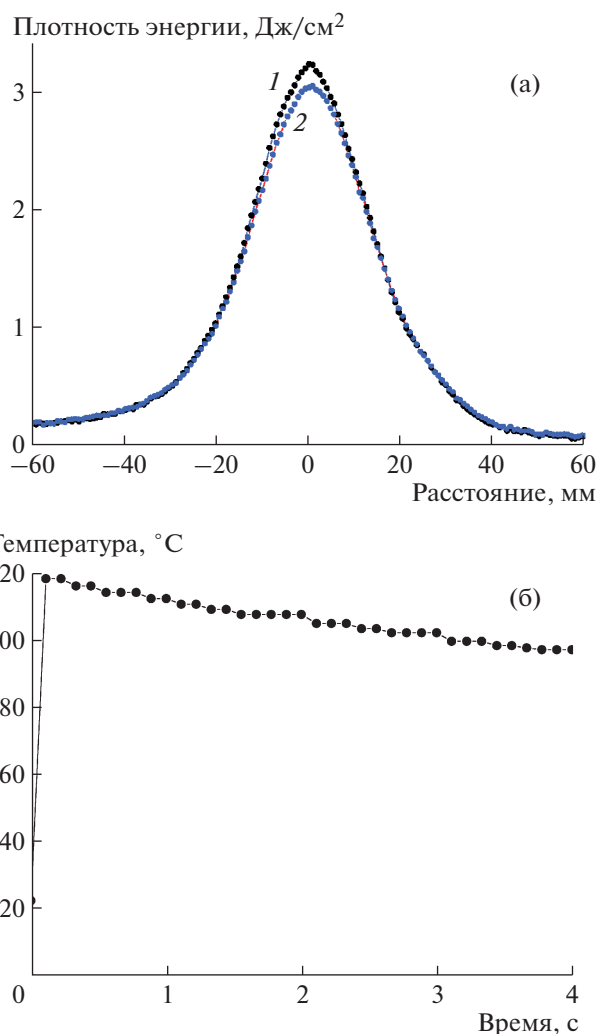


Рис. 2. а – распределение плотности энергии м.и.п. в фокусной плоскости в вертикальном направлении через 0.1 с (1) и 1 с (2) после облучения; б – снижение (при охлаждении) температуры мишени в точке максимального нагрева.

стия не снижалась до нуля, так как за мишенью находился источник, температура которого выше начальной температуры мишени.

2.2. Расширение диапазона измерения тепловизионной диагностики

Большой интерес представляет контроль параметров м.и.п. с высокой плотностью энергии, необходимой для распыления мишени или ее модификации ударными волнами отдачи [2]. Однако абляция материала мишени ограничивает диапазон измерения с помощью тепловизионной диагностики. В работе [10] для расширения диапазона измерения использована металлическая сетка, установленная в области дрейфа и фокусировки

м.и.п. Результаты измерений корректировали с учетом прозрачности сетки (рис. 4).

В работе [10] плотность энергии м.и.п. измеряли двумя методами: с использованием тепловизионной диагностики (т.е. по поглощенной в мишени плотности энергии) и по плотности ионного тока (т.е. полной плотности энергии м.и.п., равной интегралу произведения плотности ионного тока и ускоряющего напряжения по длительности импульса). Результаты показали, что при плотности энергии >5 Дж/см² (см. рис. 4) прозрачность металлической сетки уменьшается, и данные, полученные двумя методами, значительно различаются. При дальнейшем увеличении плотности энергии м.и.п. расхождение возрастает.

Прозрачность металлической сетки может изменяться из-за перекрытия абляционной плазмой области между проволочками сетки, особенно при ее низкой оптической прозрачности. В работе [16] обнаружена погрешность измерения плотности ионного тока, обусловленная перекрытием абляционной плазмой коллимирующего отверстия цилиндра Фарадея. При использовании металлической сетки для ослабления м.и.п. может происходить дополнительная фокусировка пучка собственным пространственным зарядом [17].

Другой метод расширения диапазона измерений тепловизионной диагностики основан на рассеянии м.и.п. после прохождения через коллимирующее отверстие в мишени [7, 10]. Когда ионный пучок рассеивается после прохождения через отверстие в первой мишени, плотность энергии пучка, падающего на вторую мишень (установленную на расстоянии 10–20 мм за первой), уменьшается до уровня ниже порога абля-

ции, что обеспечивает корректность измерений и позволяет рассчитать среднюю плотность энергии в области отверстия первой мишени. Однако этот метод не позволяет измерить распределение плотности энергии м.и.п. по поперечному сечению и определить его полную энергию. Перемещение м.и.п. в фокусной плоскости в серии импульсов вносит существенную погрешность в этот метод.

Наши исследования показали, что максимальная плотность энергии, измеренная с помощью тепловизионной диагностики, значительно превышает порог абляции материала мишени (рис. 5). Это наблюдалось для всех исследованных материалов, за исключением вольфрама (табл. 1) [18, 19].

Перегрев R , %, рассчитывали по соотношению

$$R = \frac{100(J_{\text{макс}} - J_{\text{пор}})}{J_{\text{пор}}},$$

где $J_{\text{макс}}$ – плотность энергии м.и.п. в фокусе, $J_{\text{пор}}$ – пороговая плотность энергии абляции.

Эффект перегрева мишени при облучении м.и.п. может быть связан с метастабильным перегревом (выше точки кипения) расплавленного приповерхностного слоя мишени при его нагреве со скоростью выше $3 \cdot 10^{10}$ К/с. Экспериментальные данные о перегреве жидких металлов, полученные при нагреве металлической проволоки импульсным электрическим током со скоростью нагрева 10^8 – 10^{10} К/с, приведены в [20]. Перегрев (отношение разницы между экспериментальной температурой кипения металла и равновесной температурой к равновесной температуре кипения этого металла) в начальной точке взрыва варьировался от 21% для Al до 114% для Cd, для меди

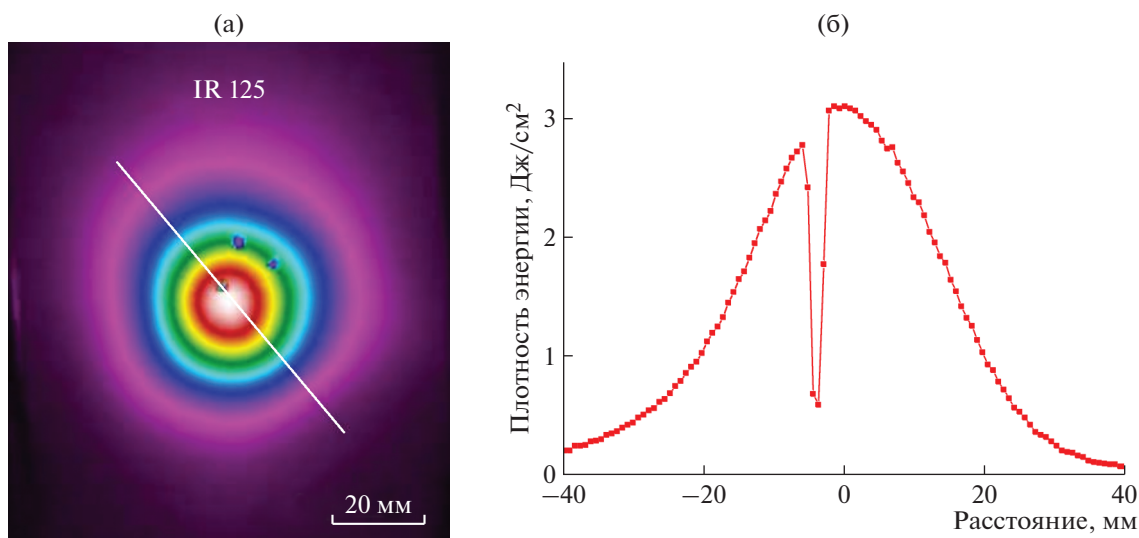


Рис. 3. Термограмма м.и.п. (а) и распределение плотности энергии по линии, указанной на термограмме (б). Отверстие 3 мм, окно из ВаF₂.

он составил 66%, а для вольфрама 110%. Величина перегрева не менялась при изменении скорости нагрева в диапазоне $(2-80) \cdot 10^9$ К/с.

В процессе импульсного лазерного нагрева металлической мишени, аналогичного нагреву импульсным электрическим током, тонкий приповерхностный слой металла плавился и в жидком состоянии перегревался выше его температуры кипения [21]. При достаточно высокой плотности лазерного излучения перегрев сопровождался переходом в область метастабильной жидкой фазы. Однако при длительности лазерного импульса более 5 нс перегрев не превышал критической температуры (спинодальная линия фазовой диаграммы) [20], относительная избыточная температура не превышала 66% для медной мишени.

Перегрев большинства мишеней при облучении м.и.п. значительно выше, чем перегрев металлических проволок при их импульсном нагреве электрическим током или металлической мишени при ее импульсном лазерном нагреве (см. табл. 1).

Кроме того, при облучении ионным пучком перегрев мишени зависит от ее размеров и толщины. При уменьшении толщины большой латунной мишени ее перегрев возрастает с 220 до 435% [18]. Для малой мишени перегрев достигает 350% и не меняется при изменении ее толщины. При длительности импульса м.и.п. менее 200 нс толщина расплавленного слоя не превышает 1 мкм [22], и увеличение толщины мишени с 75 до 200 мкм не должно влиять на процесс ее перегрева.

Перегрев мишени при облучении м.и.п. может быть связан с образованием, миграцией и последующим отжигом радиационных дефектов. При облучении мишени ионным пучком реализуется упругий (ядерный) механизм рассеяния с образованием радиационных дефектов [3]. Миграция радиационных дефектов в металлах имеет небольшую энергию активации, что обеспечивает их высокую подвижность и отжиг при температуре 100–200 К в нержавеющей стали [23] и 120–130 К в титане [24].

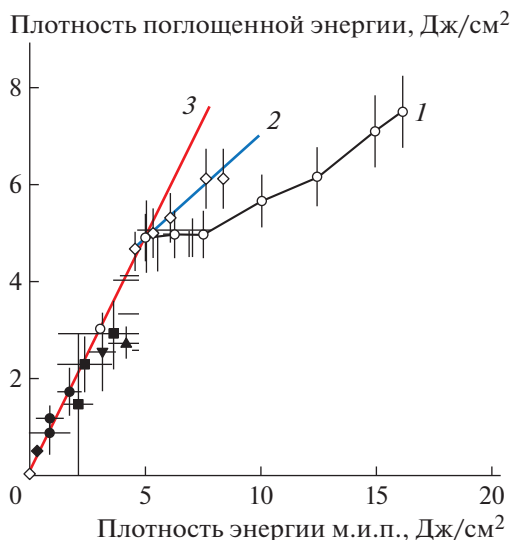


Рис. 4. Зависимость плотности энергии, измеренной с помощью тепловизионной диагностики, от полной плотности энергии м.и.п.: 1 – без сетки на мишени, 2 – с сеткой, 3 – плотность поглощенной энергии равна полной плотности энергии м.и.п. [10].

В приповерхностном слое мишени при облучении м.и.п. температура очень высока, что приводит к быстрой миграции части дефектов из абляционного слоя мишени и последующему выделению энергии в мишени при их отжиге. Толщина поверхностного слоя мишени, испаряемого под воздействием облучения м.и.п., не превышает 1 мкм, поэтому для миграции радиационных дефектов не требуется много времени. Исследование процесса остывания мишени после облучения м.и.п. подтверждает образование значительного количества радиационных дефектов [25].

Для коррекции результатов тепловизионной диагностики м.и.п. в условиях интенсивной абляции материала мишени можно использовать калибровочную зависимость, полученную по измерениям плотности энергии м.и.п. [18, 19]. Для этого необходимо измерить распределение плот-

Таблица 1. Плотность энергии м.и.п. в фокусе

Материал и толщина мишени	Пороговая плотность энергии, Дж/см²	Плотность энергии в фокусе, Дж/см²		Перегрев, %
		Большая мишень 12 × 20 см	Малая мишень Ø10 мм	
Ti, 50 мкм	1.10	4.2–4.6	4.8–5.1	280–360
Латунь, 75 мкм	1.12	5.5–6.0	4.5–5.0	300–435
Латунь, 200 мкм	1.12	3.6–3.9	4.4–5.0	220–345
Нержавеющая сталь, 100 мкм	2.75	5.8–7.1	6.5–7.0	110–160
Cu, 100 мкм	4.80	5.5–5.8	7.0–7.4	15–55
W, 200 мкм	5.54	5.4–5.6	–	≈0

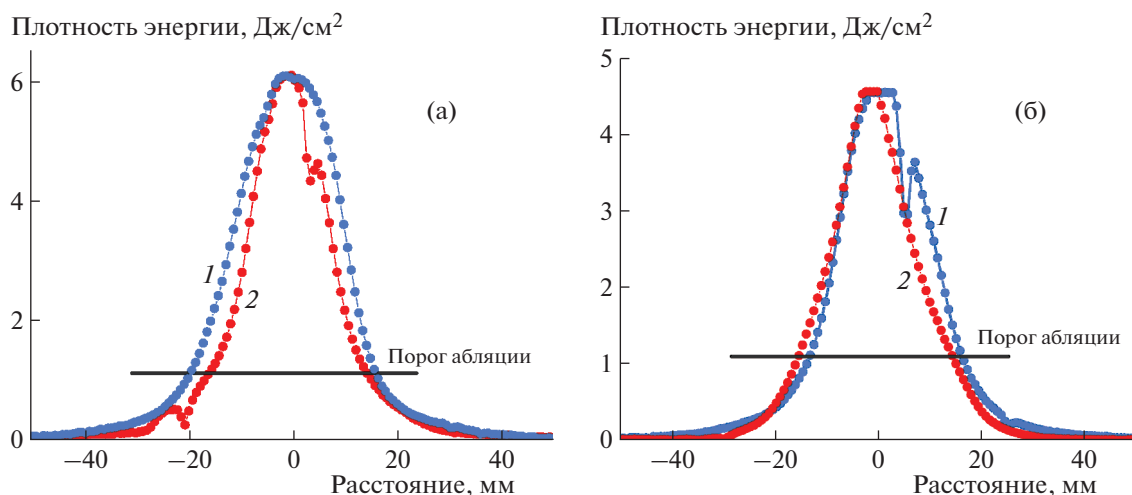


Рис. 5. Распределение плотности энергии м.и.п. в фокусе в вертикальном (1) и горизонтальном (2) направлениях для мишени из латуни (а) и титана (б).

ности энергии м.и.п. по сечению при ослаблении пучка металлической сеткой (полная плотность энергии) и без использования сетки (плотность поглощенной энергии) (рис. 6). На расстоянии 10 мм перед мишенью была установлена сетка из нержавеющей стали. При фокусном расстоянии диода 13 см плотность энергии м.и.п. в области сетки была значительно ниже, чем в фокусе. Это позволило устранить эффект снижения оптической прозрачности сетки абляционной плазмой. Плотность энергии рассчитывали с учетом оптической прозрачности сетки (50%). Результаты приведены на рис. 7.

Аналогичные результаты по перегреву титановой мишени толщиной 0.64 мм при облучении импульсным ионным пучком (400 кэВ, 30 кА, длительность 0.5 мкс) представлены в работе [10] (рис. 7б). Полная плотность энергии м.и.п. равна интегралу произведения плотности ионного тока и ускоряющего напряжения по длительности импульса. Использование калибровочной кривой расширяет диапазон измерения плотности энергии ионного пучка до 10–12 Дж/см².

2.3. Влияние радиационных дефектов на погрешность тепловизионной диагностики м.и.п.

Одним из механизмов поглощения энергии ионов в металлах является упругое (ядерное) рассеяние на атомах мишени с формированием первичных радиационных дефектов (пар Френкеля) [26, 27]. Эти дефекты приводят к изменению механических свойств облученных изделий [28], радиационному разбуханию (swelling) [29] и др. Выполненные исследования показали, что формируемые м.и.п. в мишени радиационные дефекты за счет миграции из области плавления и абля-

ции, а также последующей аннигиляции [30] значительно увеличивают максимальную плотность энергии, которую можно измерить с помощью тепловизионной диагностики.

В тепловизионной диагностике полную энергию м.и.п. рассчитывают по величине тепловой энергии в мишени сразу после облучения, так как в дальнейшем идет ее охлаждение за счет теплового излучения (см. рис. 2). Однако часть энергии м.и.п., затрачиваемой на формирование радиационных дефектов, не участвует в нагреве мишени сразу после облучения, так как время аннигиляции дефектов при температуре 100–200°C составляет десятки секунд [30]. Это вносит существенную погрешность в результаты измерения плотности энергии м.и.п. с помощью тепловизионной диагностики. В табл. 2 приведены результаты измерения плотности энергии м.и.п. при использовании мишеней из разных металлов [31]. Каждая серия измерений состояла из десяти последовательных импульсов, режим работы ускорителя был неизменным в течение исследования всех мишеней. При использовании мишеней из разных металлов показания тепловизионной диагностики различаются на 40–60% при нестабильности плотности энергии в серии импульсов (для одной мишени) не более 10%.

Значительный разброс показаний тепловизионной диагностики при использовании мишеней из разных металлов может быть связан с разной пороговой энергией абляции этих металлов (энергией, необходимой для нагрева импульсным ионным пучком приповерхностного слоя мишени до температуры кипения). При моделировании воздействия м.и.п. с длительностью импульса 150 нс получено, что пороговая плотность энергии абляции составляет 1.1 Дж/см² для титановой мише-

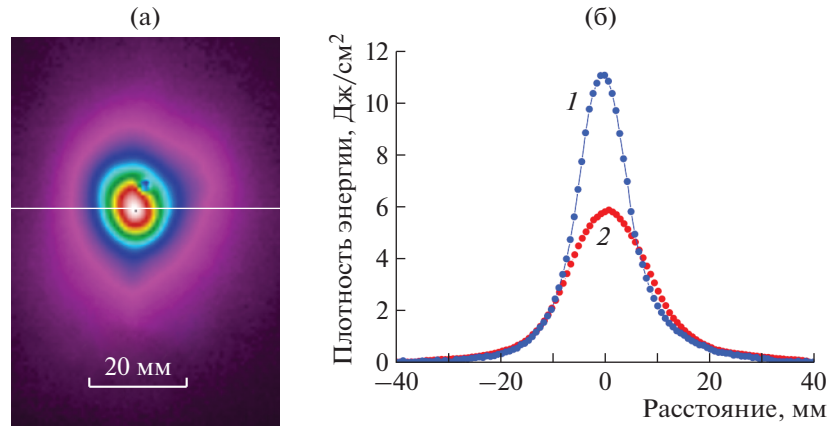


Рис. 6. Термограмма м.и.п. (а) и распределение плотности энергии в фокусе в горизонтальном сечении (б): 1 – при ослаблении м.и.п. сеткой и по результатам расчета с учетом ее прозрачности; 2 – без сетки.

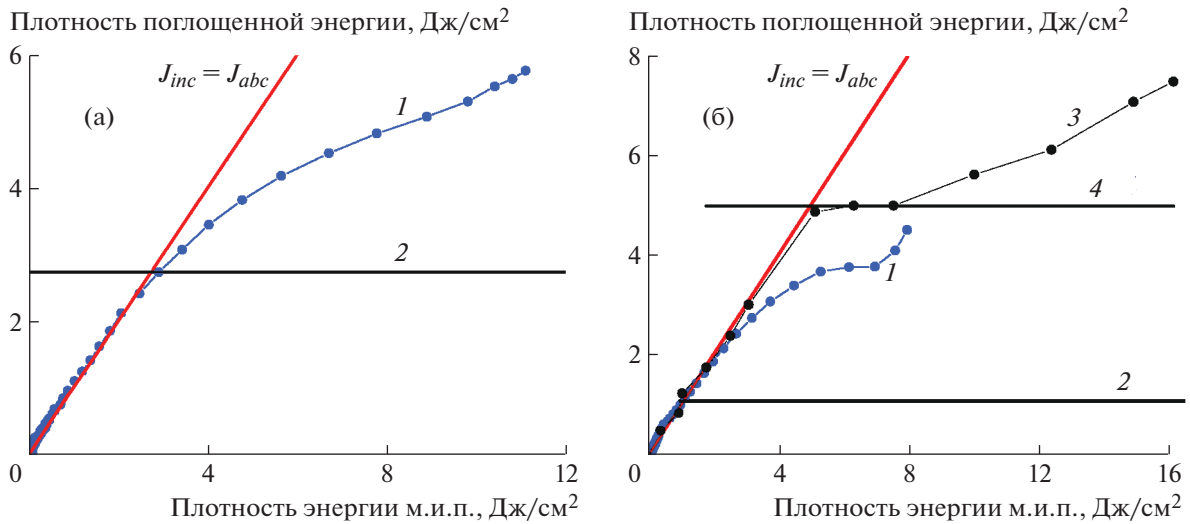


Рис. 7. Зависимости плотности поглощенной энергии (1, 3) и пороговой плотности энергии (2, 4) от полной плотности энергии для мишеней из нержавеющей стали (а), титана (б) [18] и по результатам работы [10] (3, 4).

ни, 2.75 Дж/см² для мишени из нержавеющей стали и 4.8 Дж/см² для медной мишени [31] (см. табл. 1). Радиационные дефекты, формируемые пучком в мишени, увеличивают пороговую плотность энергии абляции до 4.8–7.4 Дж/см² за счет миграции дефектов из области абляции и последующей аннигиляции [18]. В наших экспериментах плотность энергии м.и.п. не превышала 4 Дж/см², поэтому абляция материала мишени не влияла на показания тепловизионной диагностики при использовании мишеней из разных металлов.

Разброс показаний тепловизионной диагностики при использовании мишеней из разных металлов может быть связан также с различием затрат энергии ионного пучка на формирование радиационных дефектов в этих металлах. Выполненные исследования показали, что потери энергии м.и.п. на

формирование радиационных дефектов (на 5–10% превышающие энергию аннигиляции радиационных дефектов при охлаждении мишени) пропорциональны начальной тепловой энергии в мишени после облучения ионным пучком [19, 30]. Поэтому скорректированную (полную) плотность энергии м.и.п. $J_{кор}$, Дж/см², можно рассчитать по соотношению:

$$J_{кор} = K_1 K_2 c_v d p \Delta T,$$

где K_2 равен 1.22 для мишени из нержавеющей стали, 1.3 для Cu и 1.7 для Ti [31].

Учет потерь энергии м.и.п. на формирование радиационных дефектов позволяет исключить погрешность измерения плотности энергии м.и.п. (на 40–60%) при использовании мишеней из разных металлов (см. табл. 2).

Таблица 2. Плотность энергии м.и.п. в фокусе

Материал мишени	Серия измерений	Плотность энергии, Дж/см ²	
		в фокусе	Скорректированная величина
Ti	Серия 1	2.3 ± 10%	3.9 ± 10%
	Серия 2	2.3 ± 9%	3.9 ± 9%
Нержавеющая сталь	Серия 1	3.2 ± 6%	3.9 ± 6%
	Серия 2	3.3 ± 6%	4.0 ± 6%
Cu	Серия 1	3.6 ± 6%	4.6 ± 6%

3. ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ ДИАГНОСТИКА ИОННЫХ ПУЧКОВ

Состав м.и.п. определяет глубину модифицированного слоя обрабатываемого изделия и величину поглощенной дозы. Поэтому в процессе оптимизации режима обработки изделия важно контролировать состав и соотношение концентраций ионов в пучке. В металлах и сплавах при энергии ионов 200–300 кэВ пробег в мишени не превышает 0.5–1 мкм, однако при длительности импульса 0.2 мкс тепловой фронт распространяется к концу импульса на глубину 2 мкм [32, 33]. Поэтому для металлических изделий состав м.и.п. не так важен, как глубина распространения теплового фронта. Однако для исследования работы ионного диода, расчета увеличения плотности ионного тока по сравнению с расчетным значением по соотношению Чайлда–Ленгмюра [34] важно знать состав формируемого ионного пучка.

Метод исследования состава пучка ионов по их пространственному разделению с помощью магнитного поля был впервые предложен Дж. Томсоном в 1913 г. (спектрометр Томсона). В 1919 г. E.W. Aston разработал прототип современного магнитостатического масс-спектрометра [35]. Для разделения ионов с большой массой в спектрометре Томсона необходимо использовать магнитное поле с индукцией более 1 Тл, что увеличивает габариты и массу прибора.

В спектрометре Томсона детальную информацию о составе пучка и распределении энергии ионов получают с помощью трековой диагностики в пластике CR-39 [36, 37]. Однако обработка регистрирующих пластин требует много времени. Корректную информацию можно получить только при исследовании состава пучка за один импульс, что затрудняет контроль изменений состава м.и.п. в серии импульсов. Использование фоточувствительных полупроводниковых матриц в спектрометре Томсона [38] затруднено из-за разрушения фоточувствительных элементов в высоковольтных источниках м.и.п.

Для анализа состава м.и.п. можно использовать пространственное разделение различных ионов по пути дрейфа от диода к регистрирующе-

му устройству. Первый времяпролетный анализатор был построен Wiley, MacLaren в 1955 г. [39]. Более подробный обзор истории развития времяпролетных масс-спектрометров с момента их изобретения до настоящего времени представлен в работе [40]. Использование быстродействующего цилиндра Фарадея и широкополосного осциллографа позволяет оперативно контролировать состав м.и.п. с использованием датчика, установленного на расстоянии 10–15 см от диода. Времяпролетная диагностика м.и.п. обеспечивает оперативный контроль изменения его состава в серии импульсов.

При ускорении в зазоре анод–катод диода ионы разной массы и степени ионизации приобретают одинаковую энергию, но разную скорость [41, 42]. При этом полагают, что в диоде ионы разных типов формируются синхронно в течение импульса ускоряющего напряжения и на пути дрейфа их скорость не меняется. При плотности энергии м.и.п. < 10 Дж/см² и длительности импульса 150 нс концентрация ионов не превышает 10¹³ см⁻³, поэтому вероятность их столкновения (и изменения скорости) в пространстве дрейфа низка. Расходимость ионов в м.и.п. составляет 5°–8° [43].

Для каждого момента времени генерации м.и.п. по величине ускоряющего напряжения (шаг 1 нс) рассчитывают плотность тока ионов определенного типа и время задержки прихода этих ионов в коллимированный цилиндр Фарадея (к.ц.Ф.). Расчетные кривые сопоставляют с экспериментальными данными [7, 12]. Такая методика позволяет определить состав м.и.п. более точно, чем при использовании задержки максимальной амплитуды плотности ионного тока по отношению к максимальной амплитуде ускоряющего напряжения [44–46]. На рис. 8 приведены типичные осциллограммы ускоряющего напряжения и плотности ионного тока, генерируемого фокусирующим диодом при работе в двухимпульсном режиме [6]. Расстояние до к.ц.Ф. 14 см.

Результаты измерения плотности энергии м.и.п. подтверждают корректность времяпролетной диагностики. Плотность энергии q , Дж/см²,

равна интегралу произведения ускоряющего напряжения и рассчитанной по одномерному соотношению Чайлда–Ленгмюра плотности ионного тока:

$$q_{\text{расч}}(t) = \int_{t_0}^{\infty} U(t)j(t)dt = \frac{4K_3\varepsilon_0\sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \int_{t_0}^{\infty} \frac{U^{5/2}(t)dt}{[d_0 - v(t - t_0)]^2}, \quad (2)$$

где z – заряд иона, m_i – масса иона, d_0 – начальный зазор анод–катод, ε_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость, U – ускоряющее напряжение, v – скорость расширения плазмы, K_3 – коэффициент усиления плотности ионного тока, t_0 – момент времени изменения полярности на аноде ($t_0 = 450$ нс на рис. 8а).

Для экспериментальных данных на рис. 8а плотность энергии м.и.п., рассчитанная по результатам времяпролетной диагностики (для ионов N^{2+}), составляет 4.3 Дж/см², что на 20% меньше, чем по результатам тепловизионной диагностики (см. рис. 8б). Расхождение связано с регистрацией тепловизионной диагностикой нагрева мишени ионами и ускоренными атомами, образованными при перезарядке ионов [6, 47].

Времяпролетная диагностика импульсных пучков ионов, содержащих легкие (протоны или дейтроны) и тяжелые (C^+ или N^+ , Cu^+ , Fe^+) ионы, показала задержку регистрации легких ионов цилиндром Фарадея по сравнению с расчетными значениями [48]. Задержка протонов с энергией 250–300 кэВ составила 40–50 нс на пути дрейфа 14–16 см. При энергии дейтронов 1 МэВ на пути дрейфа 45 см задержка составила 16 нс [49]. При низкой концентрации протонов задержка регистрации ионов не превышала погрешности времяпролетной диагностики. Задержка регистрации легких ионов связана с их торможением объемным зарядом м.и.п. (отрицательным из-за избыточной концентрации низкоэнергетических электронов) в области дрейфа от диода до к.ц.Ф. [48].

Для анализа состава м.и.п. в качестве регистрирующего устройства для ионов используют цилиндр Фарадея, который в основном определяет точность времяпролетной диагностики и ее разрешающую способность. Для эффективной транспортировки и фокусировки м.и.п. необходимо обеспечить его зарядовую нейтрализацию электронами. В противном случае в результате кулоновского расталкивания он будет рассыпаться. Однако при измерении плотности ионного тока с помощью цилиндра Фарадея необходимо удалить электроны из м.и.п. Для этой цели используют поперечное магнитное поле (к.ц.Ф. с магнитной отсечкой) или электрическое поле (к.ц.Ф. с электрическим смещением).

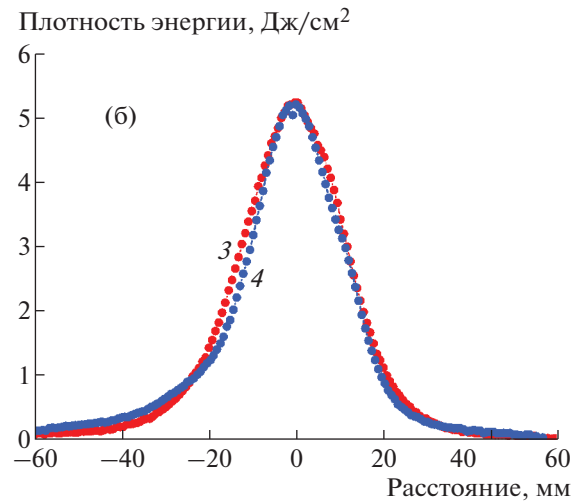
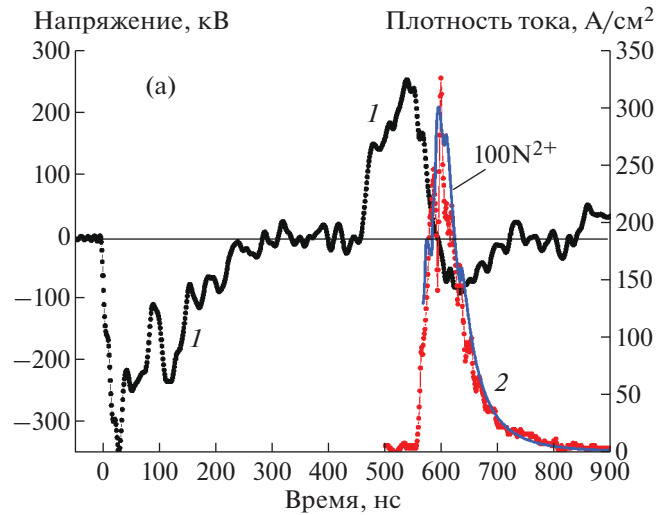


Рис. 8. а – осциллограмма ускоряющего напряжения (1) и экспериментальной (точки) и рассчитанной по времяпролетной диагностике (линия) плотности ионного тока (2); б – распределение плотности энергии м.и.п. в фокусе в вертикальном (3) и горизонтальном (4) направлениях.

Коллимированный цилиндр Фарадея предназначен для измерения плотности ионного тока. Он представляет собой коллектор для сбора заряда, соединенный с сопротивлением. Через коллимирующее отверстие определенного диаметра исследуемый пучок частиц попадает на коллектор. Низкоэнергетические электроны, компенсирующие заряд ионов пучка, в магнитном поле отклоняются под действием силы Лоренца и не попадают на коллектор к.ц.Ф. (рис. 9). Радиус движения электронов в магнитном поле (радиус Лармора) равен:

$$R_L = \frac{mv}{eB} = \frac{\sqrt{2mE}}{eB},$$

где E – кинетическая энергия электрона.

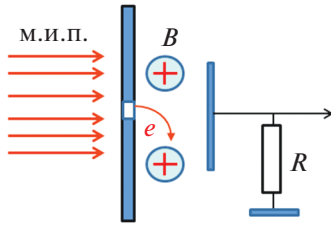


Рис. 9. Схема движения электронов в к.ц.Ф. с магнитной отсечкой.

На рис. 10 показана зависимость радиуса Лармора от энергии электрона. Энергия электронов, компенсирующих заряд ионов в м.и.п., не превышает 10 кэВ, и магнитное поле, создаваемое постоянными магнитами (0.2–0.3 Тл), предотвращает попадание электронов на коллектор, даже при небольших размерах к.ц.Ф.

Мощный ионный пучок, заряд ионов в котором компенсирован электронами, представляет собой плазму, которая подавляет проникновение магнитного поля в его объем. При частоте электромагнитного излучения значительно ниже частоты ленгмюровских колебаний магнитное поле проникает в плазму на глубину скин-слоя, определяемую как [50]:

$$\lambda_e = \frac{c}{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}} \approx \frac{c}{\omega_p},$$

где c – скорость света, ω_p – частота ленгмюровских колебаний.

Численное значение ленгмюровской частоты можно определить по соотношению $\omega_p = 5.64 \times 10^4 n_e^{0.5}$ Гц, где n_e , см^{-3} – концентрация электронов. Тогда толщина скин-слоя (расстояние, на котором индукция магнитного поля снижается в 2.7 раза) будет равна:

$$\lambda_e[\text{см}] = \frac{5.3 \cdot 10^5}{\sqrt{n_e}}.$$

Для м.и.п. с однократно ионизованными ионами при полной зарядовой нейтрализации $n_e = n_i$. Концентрацию ионов в м.и.п. можно рассчитать по соотношению [6]:

$$n_i(t) = \frac{j_i(t)}{z v_i} = \frac{j_i(t) \sqrt{m_i}}{z \sqrt{2zU(t)}}, \quad (3)$$

где j_i – плотность ионного тока, v_i – скорость иона в области дрейфа ($v_i = \text{const}$).

На рис. 11 приведены результаты расчета толщины скин-слоя в зависимости от плотности ионного тока. Величина скин-слоя в ионном пучке с плотностью тока 200–300 А/см² составляет 2–4 мм. Поэтому для эффективного удаления

электронов диаметр коллимирующего отверстия в к.ц.Ф. с магнитной отсечкой может быть равен 4–8 мм.

Энергетический спектр ионов является одной из важнейших характеристик м.и.п., определяющей его распределение по глубине при поглощении в мишени. Времяпролетная диагностика позволяет оперативно контролировать спектр отдельно для каждого типа ионов. В этом случае для каждого значения ускоряющего напряжения, регистрируемого цифровым осциллографом (шаг 1 нс), рассчитывают временную задержку и строят кривую изменения кинетической энергии ионов определенного типа, синхронную с осциллограммой сигнала с к.ц.Ф. [12]. Энергетические спектры ионов, формируемых плоским диодом с графитовым анодом, приведены на рис. 12.

Времяпролетная диагностика позволяет определить основные характеристики м.и.п.: состав пучка и абсолютные значения суммарного флюенса ионов, флюенса ионов разной массы и кратности ионизации, энергетический спектр каждого типа ионов. Контроль параметров м.и.п. не требует сложного оборудования и длительной обработки результатов измерений. Диагностика успешно апробирована на разных ионных ускорителях, которые формируют м.и.п. сложного состава мощностью 6–8 ГВт и концентрацией до 10^{13} см^{-3} .

4. ДИАГНОСТИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Широкое применение импульсных электронных пучков для накачки газовых лазеров, инициирования неравновесных плазмохимических процессов и др. требует формирования электронных пучков большой площади с высокой однородностью плотности энергии по сечению [51]. Для измерения распределения энергии пучка в поперечном сечении используют секционированный калориметр [52]. Однако для обеспечения пространственного разрешения <1 мм при площади пучка >20 см² конструкция калориметра становится сложной и процесс измерения занимает много времени. В статье [53] представлен секционированный калориметр, предназначенный для регистрации электронного пучка. Коллектор калориметра диаметром 100 мм имеет 61 секцию, температуру которых определяли с помощью тепловизора.

Для анализа структуры импульсного электронного пучка в поперечном сечении можно использовать люминесценцию природных минералов [54, 55]. Продолжительное время послесвечения (более 10 мин) позволяет зарегистрировать профиль электронного пучка. Однако этим методом нельзя измерить абсолютные значения плотности электронного тока или плотности энергии. Кроме того, при многократном облучении мине-

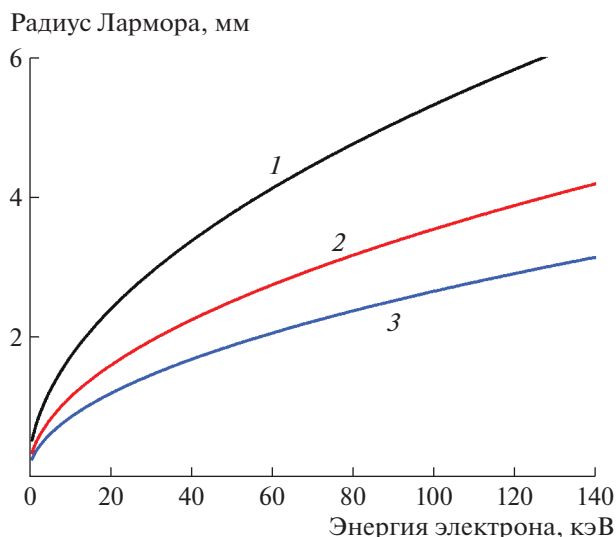


Рис. 10. Зависимость радиуса Лармора от энергии электрона при магнитной индукции 0.2 (1), 0.3 (2) и 0.4 Тл (3).

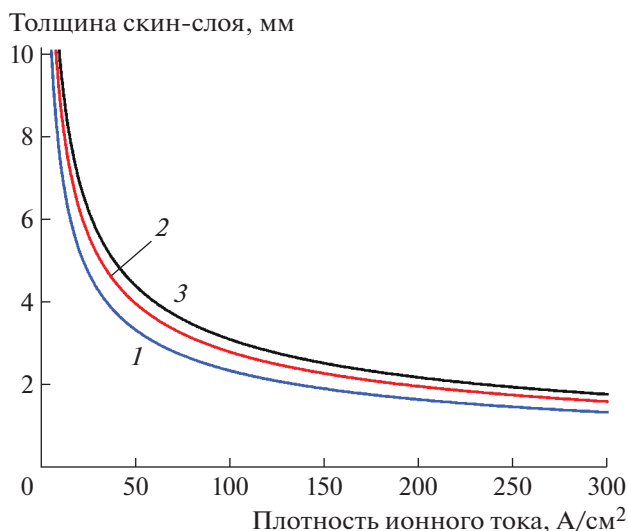


Рис. 11. Зависимость толщины скин-слоя м.и.п. от плотности ионного тока при энергии ионов 100 (1), 200 (2) и 300 кэВ (3).

рала электронным пучком его свойства изменяются из-за формирования радиационных дефектов, что вносит погрешность в результаты измерений.

Для измерения поглощенной дозы при облучении электронным пучком используют дозиметрическую радиационно-чувствительную пленку (сополимер с феназиновым красителем) типа ПОР [56, 57]. Величину поглощенной дозы рассчитывают по изменению оптической плотности дозиметрической пленки на длине волны 512 нм по калибровочной зависимости, прилагаемой изготовителем дозиметрической пленки. Толщина пленки составляет 0.1 мм (толщина чувствительного слоя 15 мкм), что позволяет регистрировать поглощенную дозу с высоким пространственным разрешением.

Для расчета распределения плотности энергии электронного пучка в поперечном сечении необходимо измерить распределение оптической плотности ($\lambda = 512$ нм) автографа пучка на дозиметрической пленке на большой площади с высоким пространственным разрешением. Использование спектрофотометра позволяет работать в области линейной зависимости оптической плотности от поглощенной дозы, но значительно усложняет процесс измерения. Кроме того, при уменьшении менее 5 мм диаметра зондирующего луча спектрофотометра возрастает погрешность измерения оптической плотности в области больших поглощенных доз.

Для упрощения процедуры обработки дозиметрической пленки с автографом импульсного электронного пучка были исследованы корреляции оптической плотности ($\lambda = 512$ нм) дозимет-

рической пленки и параметра “light” цифрового изображения пленки [6]. Параметр “light” извлекали из цифрового изображения пленки с помощью математического пакета MathCad 2001™ посредством встроенной в пакет функции. Дозиметрическая пленка была просканирована на сканере HP Scanjet 3970™ при использовании режима сканирования слайдов с аппаратным пространственно-цветовым разрешением 200 dpi RGB. Параметр “light” обеспечивал хорошую корреляцию с оптической плотностью пленки, измеренной спектрофотометром ($\lambda = 512$ нм), за-

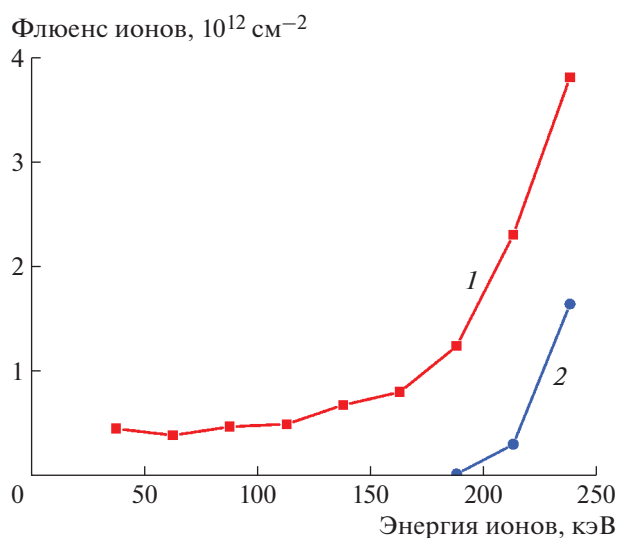


Рис. 12. Спектры флюенса ионов C⁺ (1) и протонов (2), генерируемых плоским диодом.

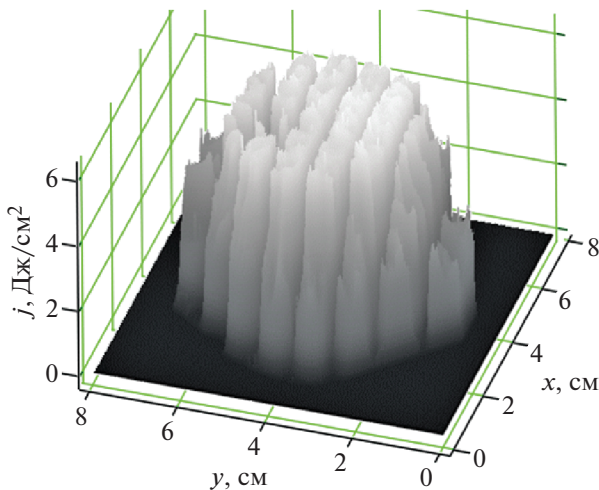


Рис. 13. Двумерное изображение распределения плотности энергии импульсного электронного пучка в поперечном сечении.

зависимость поглощенной дозы D , кГр, от параметра “light” L , отн. ед., описывалась соотношением $D = 368 - 4.59L + 0.014L^2$ с погрешностью 1.2%.

Обработку автографа импульсного электронного пучка на дозиметрической пленке проводили в следующем порядке:

- сканирование пленки на сканере с высоким разрешением по цвету и по координате;
- составление из цифрового изображения двумерной матрицы параметра “light”;
- обработка в программе ORIGIN 9.1 OriginLab Corporation [58] матрицы параметра “light”, составление матрицы поглощенной дозы;
- преобразование в программе ORIGIN 9.1 матрицы поглощенной дозы в матрицу плотности энергии электронного пучка;
- представление матрицы плотности энергии электронного пучка в виде трехмерного графика.

На рис. 13 приведено двумерное распределение плотности энергии импульсного электронного пучка (один импульс), полученное по изложенному выше алгоритму. Анодная фольга ускорителя лежит на опорной решетке с прорезями шириной 5 мм.

Выполненные исследования показали, что дозиметрическая пленка позволяет измерять распределение плотности энергии импульсного электронного пучка с разрешением 1 мм и плотностью энергии в диапазоне 0.1–10 Дж/см². Однако высокая стоимость пленки ограничивает ее применение. Кроме того, после облучения дозиметрическую пленку необходимо выдержать 5–6 ч для стабилизации радиационно-химических процессов [56]. Дозиметрическая пленка рассчитана на регистрацию поглощенной дозы при энергии электро-

нов >300 кэВ [56], что также ограничивает область ее применения, особенно для импульсных пучков электронов с широким спектром энергии.

Для оперативного контроля параметров сильно-точного электронного пучка используют тепловизионную диагностику [59–62]. Она обеспечивает измерение распределения плотности энергии электронного пучка по сечению, полной энергии электронного пучка и энергетического спектра электронов. Диагностика основана на измерении теплового отпечатка электронного пучка на металлической мишени [61, 62] или в материале с низкой объемной плотностью и низкой теплопроводностью [6, 59]. В отличие от методики с использованием радиочувствительных (дозиметрических) материалов, тепловизионная диагностика не требует дорогостоящих расходных материалов и много времени на обработку.

Для измерения распределения плотности энергии импульсного электронного пучка по сечению используют тепловой отпечаток электронного пучка на металлической мишени, схема измерения и расчетные соотношения аналогичны тепловизионной диагностике мощных ионных пучков [61, 62].

Распределение поглощенной дозы по глубине мишени зависит от спектра электронов в пучке, поэтому тепловизионную диагностику можно использовать для оперативного контроля энергетического спектра электронов. Для измерения распределения поглощенной дозы электронного пучка по глубине мишени в цилиндрической мишени из пенополистирола предварительно выполняли разрез по диаметру. После облучения мишени импульсным электронным пучком разрезанную мишень открывали и регистрировали тепловое изображение на ее внутренней поверхности.

На рис. 14 приведены осциллограммы ускоряющего напряжения, генерируемого ускорителем ТЭУ-500 [63], и термограмма внутренней поверхности мишени. Диаметр мишени 85 мм, толщина 110 мм. Направление движения электронов – снизу–вверх. Термограммы были обработаны по программе SmartView 4.1 Fluke Corporation [64]. На рис. 15 представлено распределение поглощенной дозы по глубине мишени и результаты моделирования поглощения моноэнергетического электронного пучка в пенополистироле с плотностью 0.016 г/см³ по программе PCLab [65]. Как следует из рис. 14 и 15, при увеличении ускоряющего напряжения с 300 до 380 кВ (см. рис. 14а) экстраполированный пробег электронов увеличился с 60 до 85 мм (см. рис. 15).

Тепловизионная диагностика позволяет оперативно контролировать наиболее важные параметры импульсных электронных пучков: распределение плотности энергии по сечению; энергетический спектр электронов; полную энергию

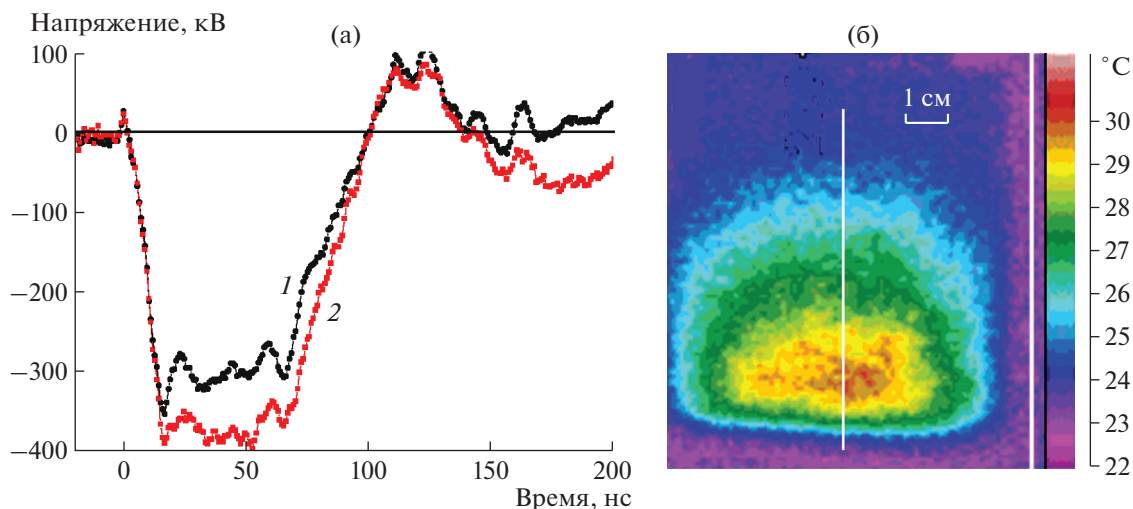


Рис. 14. а – осциллограммы ускоряющего напряжения при зазоре анод–катод 10.5 мм (1) и 16 мм (2); б – термограмма мишени при зазоре анод–катод 16 мм.

пучка за один импульс. Время регистрации термограммы не превышает 0.1–0.2 с. При правильном выборе режима облучения пенополистироловой мишени не происходит ее расплавления, что обеспечивает большой ресурс работы.

Выполненное тестирование разработанной тепловизионной диагностики показало, что чувствительность типового тепловизора обеспечивает регистрацию теплового отпечатка импульсного электронного пучка за один импульс при низкой плотности энергии. При регистрации импульсного электронного пучка с энергией электронов 350–400 кэВ минимальная плотность энергии, которую можно зарегистрировать тепловизионной диагностикой, не превышает 0.1 Дж/см² или 10 А/см² при длительности импульса 60 нс. Охлаждение мишени идет медленно, и за первые 3 с температура снижается на 5–7%. Медленное остывание мишени позволяет повысить чувствительность тепловизионной диагностики за счет регистрации теплового отпечатка нескольких импульсов пучка. При 140 пикселях в матрице тепловизора Fluke Ti10 пространственное разрешение составляет 0.9 мм.

5. АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПУЧКОВ

При поглощении в твердом теле импульсного пучка ионов, электронов или атомов происходит формирование акустических волн вследствие нагревания и теплового расширения среды (терморadiационный или термоупругий эффект) [66, 67]. При абляции материала мишени в ней формируются ударные волны отдачи [2]. Для коротких импульсов амплитуда акустического сигнала пропорциональна поглощенной дозе, и форма

акустического сигнала (поперечная волна) повторяет форму распределения плотности энергии по сечению пучка. При этом должно выполняться условие [66]:

$$\tau \ll D/s,$$

где τ – длительность импульса излучения, D – диаметр пучка, s – скорость звука в стержне дозиметра.

При использовании медной мишени (скорость звука 3680 м/с) и диаметре пучка 5 см длительность его импульса должна быть меньше 10 мкс, что выполняется в большинстве генераторов импульсных пучков заряженных частиц. На рис. 16 приведены результаты измерения амплитуды акустических волн, генерируемых в воде короткими импульсами протонных, электронных и лазерных пучков [66]. Наблюдается линейная зависимость акустического сигнала от энергии в импульсе.

Терморadiационный эффект использован для измерения распределения энергии импульсного электронного пучка в поперечном сечении [68–70]. На рис. 17 изображен проволочный дозиметр для измерения характеристик электронных пучков [68].

В работе [71] представлены результаты измерения энергии импульсного электронного пучка с помощью акустической диагностики. В зону пролета пучка помещена мишень – медный провод прямоугольного сечения 2 × 5 мм². Мишень расположена перпендикулярно движению электронов, на одном ее конце закреплен пьезоэлектрический преобразователь (пьезодатчик), другой конец имеет конусообразную форму для поглощения акустических колебаний, распространяющихся в противоположную сторону от датчика.

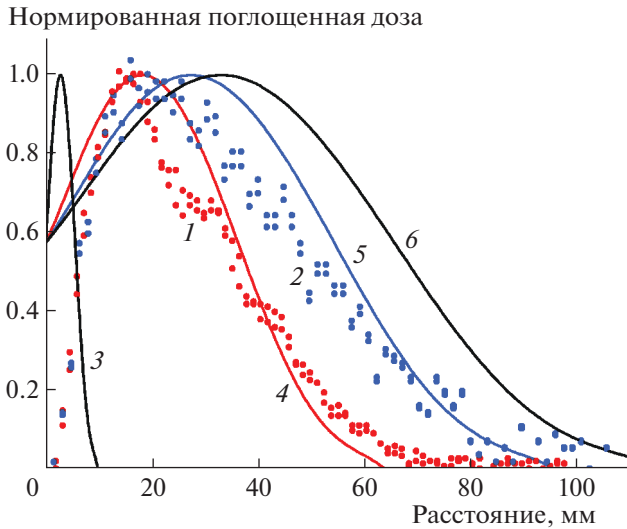


Рис. 15. Нормированное распределение поглощенной дозы по глубине мишени (точки) при зазоре анод–катод 10.5 (1) и 16 мм (2). Результаты моделирования поглощения электронов (линии) с энергией 100 (3), 300 (4), 380 (5) и 500 кэВ (6).

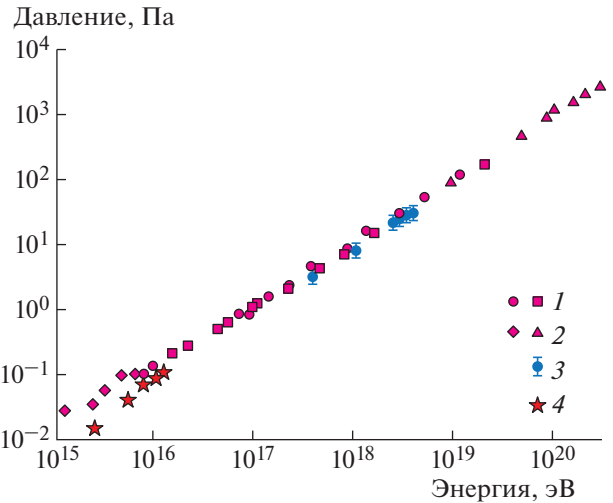


Рис. 16. Зависимость амплитуды акустической волны от энергии импульса для протонных (1, 2), электронных (3) и лазерных (4) пучков в воде [66].

Схема облучения и регистрации акустических волн приведена на рис. 18. Выполненные измерения показали, что интеграл первой полуволны сигнала с пьезодатчика пропорционален полной энергии электронного пучка в импульсе (рис. 19).

Аналогично электронному пучку, при поглощении ионного пучка в мишени в результате терморadiационного эффекта формируются акустические волны. В работах [72, 73] представлены результаты исследования формирования акустических волн в образцах из алюминия и титана при воздействии м.и.п. Исследования выполнены на ускорителе ТЕМП-6 [74] (350 кВ, 75 нс, плотность ионного тока 200–350 А/см²). Акустические волны регистрировали с помощью пьезодатчика, расположенного с тыльной стороны мишени, по оси пучка.

Зависимость амплитуды сигнала с пьезодатчика от плотности ионного тока показана на рис. 20. При увеличении плотности ионного тока давление возрастало нелинейно от нескольких мегапаскалей до 70–80 МПа. В монографии [2] представлены результаты исследования тепловых и ударно-волновых процессов при поглощении ионного пучка в стальной мишени. Исследования проводили на ускорителе ВЕРА (660 кэВ, 110 нс, протонно-углеродный пучок) с помощью пьезодатчика, установленного с тыльной стороны мишени. Однако используемая геометрия регистрации акустических волн не позволила контролировать распределение плотности энергии м.и.п. по сечению пучка.

В работе [33] представлена акустическая диагностика м.и.п. Тестирование диагностики проведено

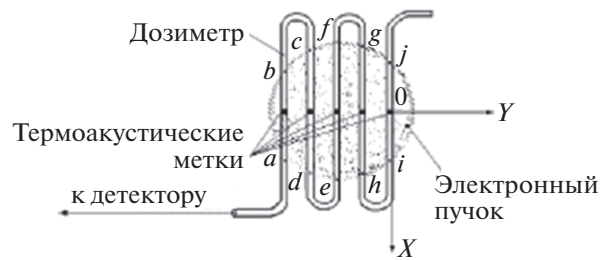


Рис. 17. Дозиметр с рабочим телом в виде плоского меандра [68].

на ускорителе ТЕМП-4М (250–300 кВ, 150 нс). Мишень располагали в фокусе диода перпендикулярно движению ионов. Схема облучения и регистрации акустических волн аналогична приведенной на рис. 18. В качестве мишени использовали медный провод прямоугольного сечения 2 × 7 мм² и длиной 5 м. На рис. 21 показаны характерные осциллограммы сигнала с пьезодатчика.

При генерации м.и.п. формируются электромагнитные помехи (при $t = 0$, см. рис. 21а), превышающие сигнал с пьезодатчика. Для снижения

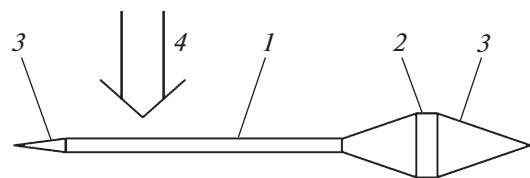


Рис. 18. Схема регистрации акустических волн, формируемых электронным пучком. 1 — мишень (провод); 2 — пьезодатчик; 3 — гасящие конусы; 4 — пучок.

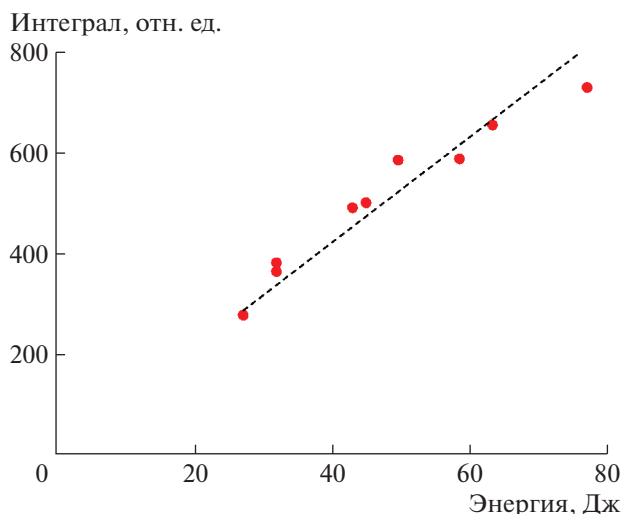


Рис. 19. Зависимость интеграла акустического импульса от полной энергии электронного пучка.

уровня помех пьезодатчик располагали в пультовой комнате и в качестве мишени использовали медный провод длиной 5 м, один конец которого размещали в камере ускорителя, а другой – вместе с пьезодатчиком в пультовой комнате. Задержка акустической волны при распространении в проводе составила 1.36 мс (скорость акустических волн в меди 3680 м/с), что позволило зарегистрировать сигнал с пьезодатчика после прохождения электромагнитных помех (рис. 21а).

Акустические волны, возникающие при поглощении м.и.п., распространяются по длинному волноводу (проводу) и регистрируются пьезодатчиком, удаленным от места генерации. Глубина пробега ионов, формируемых ускорителем ТЕМП-4М, в меди не превышает 1 мкм. Поэтому при поглощении м.и.п. в медном проводе толщиной 2 мм формируются продольные (по отношению к направлению распространения м.и.п.) акустические волны, которые трансформируются в поперечную волну. Процессы трансформации продольной волны в поперечную и внутреннего отражения акустической волны при распространении вдоль волновода приводят к формированию характерной формы акустической волны в месте расположения пьезодатчика. Идет рост амплитуды волны для каждого последующего периода (см. рис. 21б), после чего – затухание. При постоянной энергии м.и.п. в серии импульсов форма и амплитуда сигнала с пьезодатчика изменяются незначительно.

С помощью тепловизионной диагностики получена калибровочная зависимость амплитуды сигнала с пьезодатчика от плотности энергии м.и.п. Мишень, на которой регистрировали термограмму пучка, располагали в фокусе диода непосредственно за медным проводом. На рис. 22 пока-

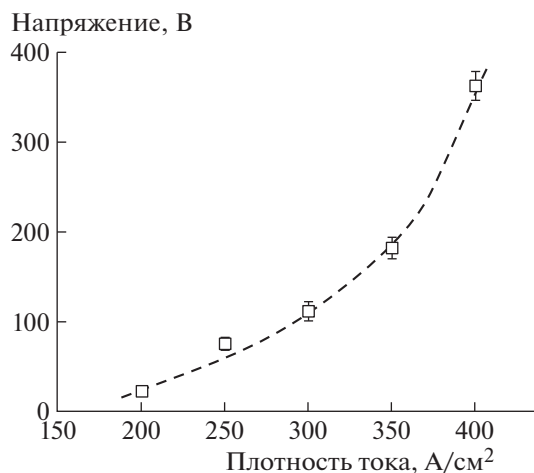


Рис. 20. Зависимость амплитуды сигнала с пьезодатчика от плотности ионного тока [73].

зана характерная термограмма ионного пучка. Выполнена калибровка диагностического стенда методом падающей массы и определена зависимость давления в области поглощения ионного пучка от плотности энергии. На рис. 23 показана зависимость максимального давления в области поглощения м.и.п. от плотности энергии. Для сравнения представлены данные работ [2, 73, 75].

Полученные значения давления в области поглощения м.и.п. значительно превышают данные моделирования, приведенные в монографии [75]. Ионный пучок (660 кВ, 120 нс), содержащий ионы углерода (40%) и протоны, при плотности мощности до 67.5 МВт/см² (3.4 Дж/см² для приведенных в работе осциллограмм) формирует в алюминиевой мишени акустические волны за счет термоупругого механизма генерации. Давление в области поглощения м.и.п. пропорционально плотности мощности пучка (или плотности энергии, так как длительность импульса не меняется) (рис. 23, кривая 2).

При дальнейшем увеличении плотности энергии начинается абляция материала мишени, что приводит к резкому росту давления (см. рис. 23, кривая 2) за счет абляционного механизма формирования ударных волн отдачи [2]. На рис. 23 (кривая 3) показаны также экспериментальные результаты измерения давления в титановой мишени при облучении импульсным протонным пучком (ускоряющее напряжение 350 кВ, плотность ионного тока 200–400 А/см², длительность импульса 150 нс) [73].

В работе [10] экспериментально получено, что абляция титановой мишени при облучении мощным протонным пучком (400 кВ, 0.5 мкс) происходит при плотности энергии выше 5 Дж/см², что соответствует данным работы [73] (см. кривую 3

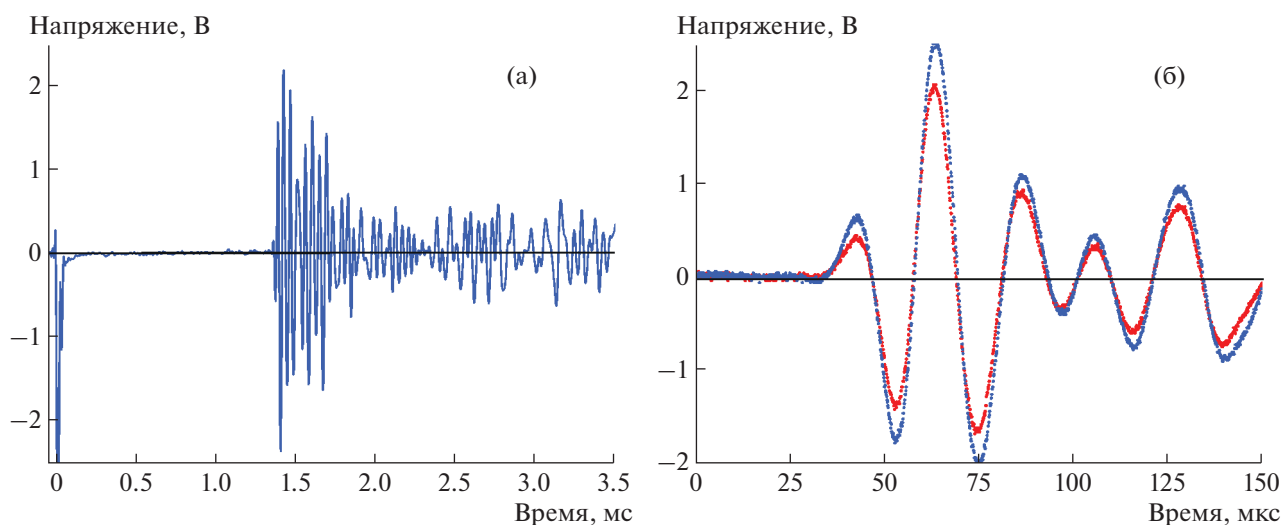


Рис. 21. Осциллограммы сигнала с пьезодатчика, два последовательных импульса: **а** – полный сигнал и **б** – начальная часть.

на рис. 23). Давление, формируемое в медной мишени при облучении м.и.п. (ускоряющее напряжение 660 кВ, длительность импульса 120 нс), показано на рис. 23 кривой 4 [2].

Длительность энергетического воздействия м.и.п. на мишень меньше периода акустической волны в ней, поэтому амплитуда акустического сигнала прямо пропорциональна плотности энергии, и терморadiационный эффект позволяет измерять не только плотность энергии, но и распределение плотности энергии по сечению м.и.п. Глубина пробега ионов (0.5–1 мкм) и соответствующая область повышенного давления значительно меньше тол-

щины мишени. За время действия ионного пучка (150 нс) размер области повышенного давления за счет распространения акустической волны в меди увеличивается не более чем на 0.5 мм. Поэтому при поглощении м.и.п. в медном проводе толщиной 2 мм формируется тонкая локальная область повышенного давления, продольный размер которой определяется сечением ионного пучка, а поперечный – распространением теплового фронта и акустической волны в течение облучения.

В результате формируются продольные (по отношению к направлению распространения м.и.п.) стоячие акустические волны. Они являются источ-

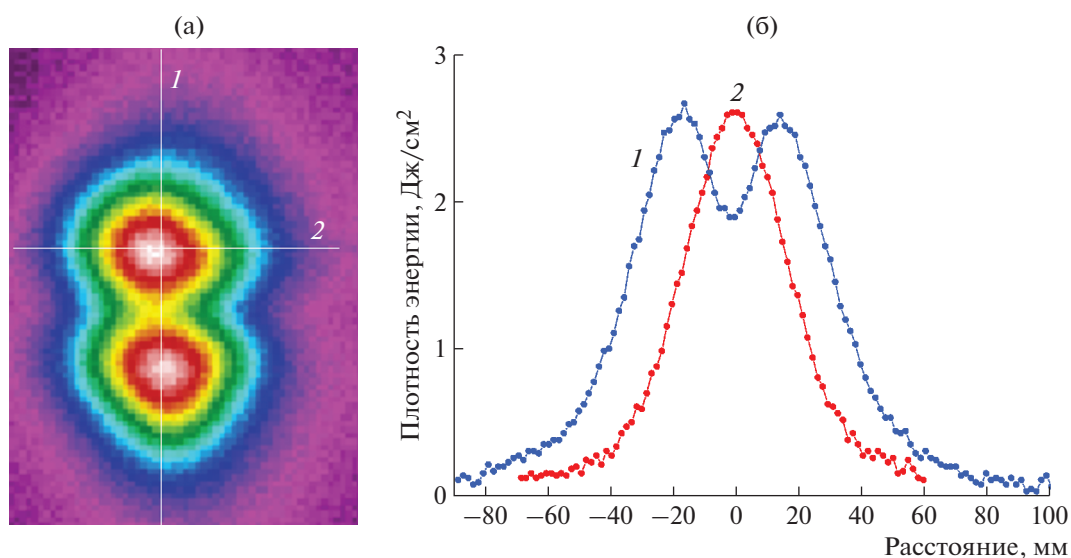


Рис. 22. Термограмма м.и.п. за проводом (**а**) и распределение плотности энергии в вертикальном (**1**) и горизонтальном (**2**) сечениях (**б**).

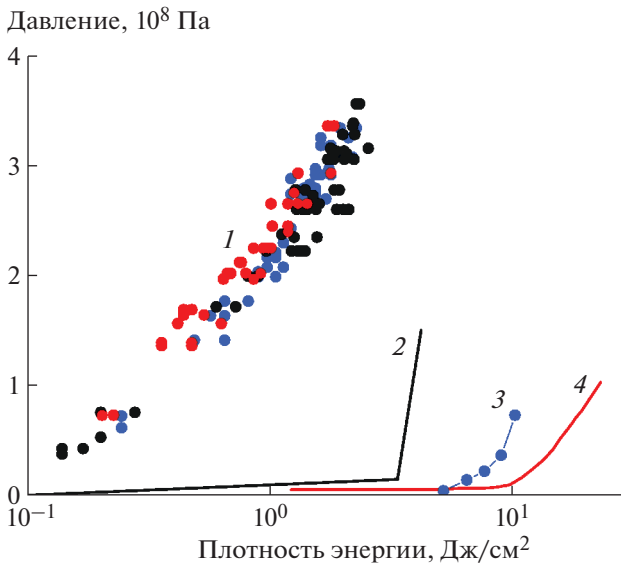


Рис. 23. Зависимость максимального давления в области поглощения м.и.п. от плотности энергии (1). Кривые 2–4 – данные работ [75], [73] и [2] соответственно.

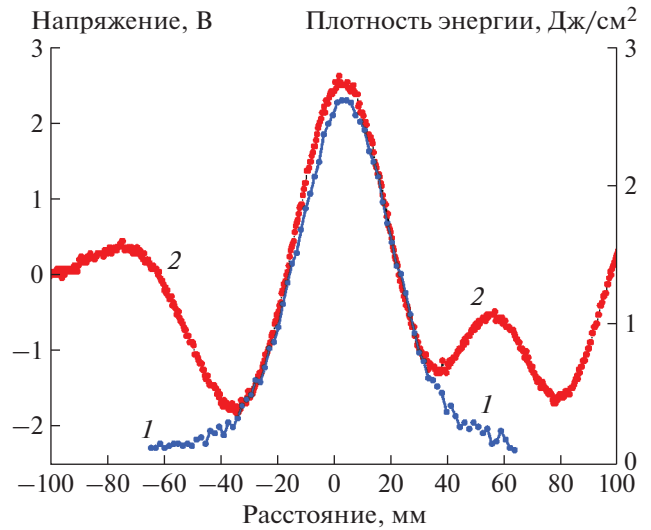


Рис. 24. Распределение плотности энергии м.и.п. в горизонтальном сечении, полученное с помощью тепловизионной (1) и акустической (2) диагностик.

ником акустических волн, распространяющихся по направлению к пьезодатчику. Используемая геометрия облучения мишени и распространения акустических волн (см. рис. 18) позволяет регистрировать распределение плотности энергии м.и.п. в поперечном сечении. Согласно рис. 24, форма акустической волны совпадает с распределением плотности энергии м.и.п. в поперечном сечении (кривая 2 на рис. 24).

Выполненные исследования показали, что акустическая диагностика параметров импульсных пучков электронов, ионов и ускоренных атомов является эффективным методом оперативного контроля. Она позволяет измерять плотность энергии на мишени, оптимизировать работу ионного диода и контролировать режим облучения мишени при высокой частоте следования импульсов. Чувствительность типового пьезодатчика обеспечивает регистрацию м.и.п. за один импульс при плотности энергии выше 0.5 Дж/см². Разрешающая способность терморadiационной диагностики при исследовании распределения энергии импульсного электронного пучка в поперечном сечении составляет 3–5 мм [71]. Тестирование диагностики показало, что при плотности энергии более 2 Дж/см² происходит стабилизация амплитуды сигнала с пьезодатчика из-за плавления поверхностного слоя мишени. Акустическая диагностика не требует дорогостоящих расходных материалов. Время измерения не превышает 0.1 с, поэтому ее можно использовать для быстрой оценки плотности энергии м.и.п. и при автоматизации обработки деталей с контролем параметров

облучения на каждом импульсе при частоте следования до 10³ импульсов/с.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненный аналитический обзор и результаты тестирования различных методов исследования импульсных пучков электронов, ионов и ускоренных атомов, предназначенных для технологических применений, показали, что тепловизионная диагностика обеспечивает наиболее полную и достоверную информацию.

Мощный ионный пучок имеет широкий спектр энергии ионов и сложный элементный состав. Измерение плотности энергии м.и.п. позволяет определить интегральное (за длительность импульса) тепловое воздействие всех ионов, не зависящее от их кинетической энергии и степени ионизации. Контроль м.и.п., содержащего значительную долю ускоренных атомов, только по амплитуде импульса плотности ионного тока не позволяет учесть тепловое воздействие нейтронов. Измерение плотности энергии м.и.п. дает возможность определить суммарное воздействие ионов и ускоренных атомов, устранить систематическую погрешность, связанную с неконтролируемым изменением ускоряющего напряжения при изменении режима работы ионного диода.

Контроль по амплитуде импульса плотности ионного тока обеспечивает измерение в локальной области, площадь которой не превышает 0.5% от площади всего пучка. Величину полного ионного тока в дальнейшем рассчитывают по эмпирическому соотношению, учитывающему распределение плотности ионного тока по сечению

м.и.п. Такой подход вносит существенную погрешность не только в диагностику воздействия м.и.п. на обрабатываемое изделие, но и в расчет эффективности работы диода. Использование тепловизионной диагностики позволяет определить полную информацию о распределении энергии м.и.п. по сечению за один импульс.

Из-за влияния механизма стабилизации плотности энергии [6] анализ стабильности теплового воздействия м.и.п. на мишень по амплитуде импульса плотности ионного тока дает завышенную величину стандартной девиации. Кроме того, генерация ионного тока идет несинхронно по сечению пучка, и локальный контроль плотности ионного тока не дает достоверной информации по обработке всего изделия. В отличие от амплитуды импульса плотности ионного тока, корреляция полной энергии пучка и плотности энергии в фокусе диода от полного заряда составляет 0.85–0.93 [76], что позволяет контролировать режим облучения всего изделия без прямого измерения параметров м.и.п.

Эффект смещения области максимальной плотности энергии ионного пучка в фокусной плоскости относительно области максимальной плотности ионного тока [77] дополнительно подтверждает, что контроль воздействия на мишень импульсных ионных пучков гигаваттной мощности по плотности энергии обеспечивает более корректную и полную информацию, чем измерение плотности ионного тока.

Тепловизионная диагностика позволяет определить распределение плотности энергии ионного пучка по сечению с высоким пространственным разрешением. Время измерения термограммы не превышает 0.1 с, но длительное время охлаждения мишени после облучения ионным пучком не позволяет контролировать параметры ионного пучка при большой частоте следования импульсов. Для измерения распределения плотности энергии м.и.п. по сечению при большой частоте следования импульсов нужно использовать акустическую (терморadiационную) диагностику. Акустическая диагностика позволяет измерять плотность энергии пучка в диапазоне 0.1–2 Дж/см². При плотности энергии более 2 Дж/см² происходит стабилизация амплитуды сигнала с пьезодатчика из-за плавления поверхностного слоя мишени.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана РФФИ, грант № 19-38-90001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Быстрицкий В.М., Диденко А.Н.* Мощные ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984.

2. *Бойко В.И., Скворцов В.А., Фортон В.Е., Шаманин И.В.* Взаимодействие импульсных пучков заряженных частиц с веществом. М.: Физматлит, 2003.
3. *Was G.S., Averback R.S.* Radiation Damage Using Ion Beams. In *Comprehensive Nuclear Materials*. V. 1. Elsevier, 2012.
4. *Zinkle S.J., Snead L.L.* // *Scripta Materialia*. 2018. V. 143. P. 154.
<https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2017.06.041>
5. *Was G.S.* // *J. Mater. Res.* 2015. V. 30. P. 1158.
<https://doi.org/10.1557/jmr.2015.73>
6. *Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Сазонов Р.В., Холодная Г.Е.* Генерация пучков заряженных частиц в диодах со взрывоэмиссионным катодом. М.: Физматлит, 2013.
7. *Исакова Ю.И., Пушкарев А.И.* // ПТЭ. 2013. № 2. С. 69.
<https://doi.org/10.7868/S0032816213020080>
8. *Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Хайлов И.П.* // ПТЭ. 2015. № 5. С. 91.
<https://doi.org/10.7868/S0032816215040096>
9. *Christodoulides C.E., Freeman J.H.* // *Nucl. Instrum. and Methods*. 1976. V. 135. № 1. P. 13.
[https://doi.org/10.1016/0029-554X\(76\)90819-3](https://doi.org/10.1016/0029-554X(76)90819-3)
10. *Davis H.A., Bartsch R.R., Olson J.C., Rej D.J., Wagenaar W.J.* // *J. Appl. Phys.* 1997. V. 82. P. 3223.
<https://doi.org/10.1063/1.365629>
11. *Xiao Yu, Jie Shen, Miao Qu, Wenbin Liu, Haowen Zhong, Jie Zhang, Yanyan Zhang, Sha Yan, Gaolong Zhang, Xiaofu Zhang, Xiaoyun Le* // *Vacuum*. 2015. V. 113. P. 36.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2014.12.003>
12. *Пушкарев А.И., Исакова Ю.И.* Диагностика мощных ионных пучков. Новосибирск: СибАК, 2016. ISBN 978-5-4379-0477-0
13. *Parker W.J., Jenkins R.J., Butler C.P., Abbott G.L.* // *J. Appl. Phys.* 1961. V. 32. P. 1679.
<https://doi.org/10.1063/1.1728417>
14. *Филиппов Л.П.* Измерение теплофизических свойств веществ методом периодического нагрева. М.: Энергоатомиздат, 1984.
15. *Xiao Yu, Jie Shen, Miao Qu, Haowen Zhong, Jie Zhang, Yanyan Zhang, Sha Yan, Gaolong Zhang, Xiaofu Zhang, Xiaoyun Le* // *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. B*. 2015. V. 365. P. 225.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2015.07.061>
16. *Renk T.J., Harper-Slaboszewicz V., Mikkelsen K.A., Ginn W.C., Ottinger P.F., Schumer J.W.* // *Physics of Plasmas*. 2014. V. 21. 123114.
<https://doi.org/10.1063/1.4903947>
17. *Zhu X.P., Ding L., Zhang Q., Isakova Yu., Prima A., Pushkarev A., Lei M.K.* // *Laser and Particle Beams*. 2018. V. 36. P. 470.
<https://doi.org/10.1017/S0263034618000514>
18. *Pushkarev A., Zhu X.P., Prima A., Egorova Yu., Lei M.K.* // *Laser and Particle Beams*. 2019. V. 37. P. 260.
<https://doi.org/10.1017/S0263034619000466>
19. *Пушкарев А.И., Егорова Ю.И., Прима А.И., Корусенко П.М., Несов С.Н.* Генерация, диагностика и применение мощных ионных пучков с высокой плотностью энергии. Новосибирск: СибАК, 2019.

20. Мартынюк М.М. Фазовые переходы при импульсном нагреве. М.: РУДН, 1999.
21. Upadhyay A.K., Inogamov N.A., Rethfeld B., Urbassek H.M. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. 045437. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.045437>
22. Yu X., Shen J., Qu M., Liu W., Zhong H., Zhang J., Yan S., Zhang G., Le X. // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. 83305. <https://doi.org/10.1063/1.4928069>
23. Wolfer W.G. Fundamental Properties of Defects in Metals. In Comprehensive Nuclear Materials. V. 1. Amsterdam: Elsevier, 2012.
24. Jung P. Atomic Defects in Metals. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1991.
25. Pushkarev A., Prima A., Zhu X.P., Ding L., Zhang Q., Isakova Yu., Lei M.K. // 6th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE 2018): Abstracts. Tomsk: Publishing House of IAO SB RAS, 2018. P. 516. <http://efre2018.hcei.tsc.ru/publication/abstract.html>
26. Грибков В.А., Григорьев Ф.И., Калинин Б.А., Якушин В.Л. Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки материалов. М.: Круглый год, 2001.
27. Трушин Ю.В. Физическое материаловедение. СПб.: Наука, 2000.
28. Bystrov L.N., Ivanov L.I., Ustinovschikov V.M. // Radiation Effects. 1983. V. 79. P. 63. <https://doi.org/10.1080/00337578308207396>
29. Shimada M., Nakahigashi S., Terasawa M. // Journal of Nucl. Sci. and Technology. 1976. V. 13. P. 743. <https://doi.org/10.1080/18811248.1976.9734100>
30. Isakova Yu., Prima A., Zhu X.P., Ding L., Zhang Q., Pushkarev A., Lei M.K. // 6th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE 2018): Abstracts. Tomsk: Publishing House of IAO SB RAS, 2018. P. 42. <http://efre2018.hcei.tsc.ru/publication/abstract.html>
31. Исакова Ю.И., Прима А.И., Чжу Сао-Пэн, Динь Лянь, Пушкарев А.И., Лэй Мин-Кай // ПТЭ. 2019. № 2. С. 67. <https://doi.org/10.1134/S0032816219010105>
32. Pushkarev A.I., Isakova Y.I., Xailov I.P., Zhong H. // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. 073305. <https://doi.org/10.1063/1.4926564>
33. Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., Xiao Yu, Khailov I.P. // Rev. Sci. Instrum. 2013. V. 84. 083304. <https://doi.org/10.1063/1.4818667>
34. Langmuir I. // Phys. Rev. 1913. V. 2. P. 450.
35. Aston F.W. // Nature. 1920. V. 105. P. 617.
36. Fleischer R.L., Price P.B., Walker R.M. // Journal of Appl. Phys. 1965. V. 36. P. 3645. <https://doi.org/10.1063/1.1703059>
37. Cartwright B.G., Shirk E.K., Price P.B. // Nucl. Instrum. and Methods. 1978. V. 153. P. 457. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(78\)90989-8](https://doi.org/10.1016/0029-554X(78)90989-8)
38. Kasuya K., Watanabe M., Ido D., Adachi T., Nishigoria K., Ebine T., Okayama H., Funatsu M., Sunami H., Wu C., Hotta E., Miyamoto S., Yasuike K., Nakai S., Kawata S., Okada T., Niu K. // Fusion Engineering and Design. 1999. V. 44. P. 319. [https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(98\)00292-0](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(98)00292-0)
39. Wiley W.C., MacLaren I.H. // Rev. Sci. Instrum. 1955. V. 26. № 12. P. 1150. [https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(98\)00292-0](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(98)00292-0)
40. Mamyrin B.A. // International Journal of Mass Spectrometry. 2001. V. 206. № 3. P. 251. [https://doi.org/10.1016/S1387-3806\(00\)00392-4](https://doi.org/10.1016/S1387-3806(00)00392-4)
41. Wolff M.M., Stephens W.E. // Rev. Sci. Instrum. 1953. V. 24. P. 616. <https://doi.org/10.1063/1.1770801>
42. Humphries S. Charged Particle Beams. NY.: Wiley, 1990.
43. Zhu X.P., Ding L., Zhang Q., Isakova Yu., Bondarenko Y., Pushkarev A.I., Lei M.K. // Laser and Particle Beams. 2017. V. 35. P. 587. <https://doi.org/10.1017/S026303461700060X>
44. Paperny V.L., Chernih A.A., Astrakchantsev N.V., Lebedev N.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. 155201. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/15/155201>
45. Yushkov G.Yu., Vodopyanov A.V., Nikolaev A.G., Izotov I.V., Savkin K.P., Golubev S.V., Oks E.M. // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. 02B902. <https://doi.org/10.1063/1.4824644>
46. Фурман Э.Г., Степанов А.В., Фурман Н.Ж. // ЖТФ. 2007. Т. 77. С. 86.
47. Pushkarev A.I., Isakova Y.I., Khaylov I.P. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. Section B. 2015. V. 343. P. 138. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2014.11.021>
48. Pushkarev A., Zhu X.P., Zhang C.C., Prima A., Li Y., Egorova Yu., Lei M.K. // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. 103303. <https://doi.org/10.1063/1.5116598>
49. Renk T.J., Schall M., Cooper G.W. SANDIA REPORT SAND2009-8165. 2009. <https://pdfs.semanticscholar.org/8a81/6af20a5eae799e88f9403a8da9d38d241f6b.pdf>
50. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2006.
51. Бугаев С.П., Крендель Ю.Е., Шанин П.М. Электронные пучки большого сечения. М.: Энергоатомиздат, 1984.
52. Москалев В.А., Сергеев Г.И. Измерение параметров пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1991.
53. Egorov I., Serebrennikov M., Isakova Yu., Poloskov A. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. Section A. 2017. V. 875. P. 132. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.09.002>
54. Липчак А.И., Михайлов С.Г., Соломонов В.И. // ПТЭ. 1997. № 2. С. 78.
55. Соломонов В.И., Михайлов С.Г. Импульсная катодолюминесценция и ее применение для анализа конденсированных веществ. Екатеринбург: НИ-СО УрО РАН, 2003.
56. Генералова В.В., Гурский М.Н. Дозиметрия в радиационной технологии. М.: Изд-во стандартов, 1981.
57. Соковнин С.Ю. Наносекундные ускорители электронов для радиационных технологий. Екатеринбург: Уральский ГАУ, 2017.
58. www.originlab.com

59. *Pushkarev A., Kholodnaya G., Sazonov R., Ponomarev D.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2012. V. 83 (10). 103301. <https://doi.org/10.1063/1.4756689>
60. *Озур Г.Е., Проскуровский Д.И.* Источники низко-энергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом. Новосибирск: Наука, 2018.
61. *Кузириди П.П., Озур Г.Е.* // *ЖТФ.* 2015. Т. 85. Вып. 6. С. 132. <http://journals.ioffe.ru/articles/view-PDF/41862>
62. *Voisin L., Birel B., Desanlis T., Galtie A., Hebert D., Lasserre J.P., Loreau Y., Serrand A., Noel C., Pierret O.* // 3rd Euro-Asian Pulsed Power Conference/18th International Conference on High-Power Particle Beams. Abstract Book. Jeju, Korea, Korea Electrotrchnology Reseach Institute, 2010. P. 104.
63. *Ремнев Г.Е., Фурман Э.Г., Пушкарев А.И., Карпузов С.Б., Кондратьев Н.А., Гончаров Д.В.* // *ПТЭ.* 2004. № 3. С. 130.
64. <https://www.fluke.com>
65. *Беспалов В.И.* Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом: учебное пособие. Томск: Изд-во ТПУ, 2007.
66. *Лямшев Л.М.* Радиационная акустика. М.: Наука, 1996.
67. *White R.M.* // *J. Appl. Phys.* 1963. V. 34. P. 3559. <https://doi.org/10.1063/1.1729258>
68. *Залобовский И.И., Калинин А.И., Лазурик В.Т.* Введение в радиационную акустику. Харьков: Изд-во при Харьковском государственном университе-те издательского объединения “Вища школа”, 1986.
69. *Батыгин Ю.В., Воловик В.Д., Иванов С.И., Карасев С.П.* // *ПТЭ.* 1980. № 4. С. 24.
70. *Воловик В.Д., Иванов С.И.* // *ЖТФ.* 1975. № 8. С. 1789.
71. *Pushkarev A., Isakova J., Kholodnaya G., Sazonov R.* Sound Waves Generated Due to the Absorption of a Pulsed Electron Beam // *Advances in Sound localization.* Chapter 12. P. 199. Vienna: INTECH, 2011. <https://doi.org/10.5772/15273>
72. *Dong Z.H., Liu C., Han X.G., Lei M.K.* // *Surface & Coatings Technology.* 2007. V. 201. P. 5054. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2006.07.149>
73. *Zhu X.P., Zhang F.G., Tang Y., Xin J.P., Lei M.K.* // *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. B.* 2012. V. 272. P. 454. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2011.01.122>
74. *Zhu X.P., Lei M.K., Dong Z.H., Ma T.C.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2003. V. 74. P. 47. <https://doi.org/10.1063/1.1529303>
75. *Бойко В.И., Данейкин Ю.В., Хадкевич А.В., Юшицин К.В.* // *Известия Томского политехнического университета.* 2007. Т. 310. № 2. С. 82.
76. *Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., Khaylov I.P.* // *Laser and Particle Beams.* 2014. V. 32. P. 311. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/511/1/012073>
77. *Zhu X.P., Ding L., Zhang Q., Пушкарев А., Lei M.K.* // *ПТЭ.* 2017. № 4. С. 115. <https://doi.org/10.7868/S0032816217030272>