

**МЕТОДЫ ЛАЗЕРНОЙ ТЕНЕВОЙ ФОТОГРАФИИ  
С ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИЕЙ  
В ХРОНОГРАФИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ В ДИОДЕ ГЕНЕРАТОРА РЭП**

© 2021 г. Е. Д. Казаков<sup>a, b, c, \*</sup>, Ю. Г. Калинин<sup>a, b</sup>, Д. И. Крутиков<sup>a</sup>, А. А. Курило<sup>a</sup>,  
М. Ю. Орлов<sup>a</sup>, М. Г. Стрижаков<sup>a, \*\*</sup>, С. И. Ткаченко<sup>a, c, d</sup>, А. Ю. Шашков<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

<sup>b</sup> Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

<sup>c</sup> Московский физико-технический институт (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

<sup>d</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*e-mail: Kazakov\_ED@nrcki.ru

\*\*e-mail: Strizhakov\_MG@nrcki.ru

Поступила в редакцию 24.12.2020 г.

После доработки 25.03.2021 г.

Принята к публикации 06.04.2021 г.

Описана диагностика динамики плотной импульсной плазмы методом теневого лазерного зондирования на длине волны 540 нм. Длительность лазерного импульса существенно превышала характерные времена процессов в диоде. Регистрация теневых изображений производилась методом электронно-оптической хронографии. Эта диагностика в различных модификациях применялась для регистрации динамики плазмы в диодном промежутке генератора сильнооточного релятивистского электронного пучка, образованной при его взаимодействии с массивным анодом толщиной 10–35 мм. Применение такой диагностики позволило регистрировать перемещение границ плазменных образований с концентрацией  $N_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и восстановить одномерную картину движения электродной плазмы.

*Ключевые слова:* лазерное зондирование плазмы, теневое фотографирование, шлирен-фотографирование, электронно-оптическая регистрация, взаимодействие электронных пучков с веществом

DOI: 10.31857/S0367292121080060

**ВВЕДЕНИЕ**

Как известно, используя сфокусированные импульсные сильнооточные релятивистские электронные пучки (РЭП) можно за наносекундные времена вложить в конденсированное вещество энергию с высокой плотностью потока мощности ( $10^9$ – $10^{10}$  Дж/(см<sup>2</sup> · с) и более) [1]. Такой способ ввода энергии используется, в частности, в экспериментальных исследованиях в современном материаловедении, в том числе и при создании новых конструкционных материалов на основе полимеров и композитов со сложной структурой. Именно поэтому, несмотря на то что в настоящее время РЭП утратили статус перспективного драйвера для осуществления импульсного УТС, изучение плазменных процессов в диодах сильнооточных генераторов представляет большой интерес [2]. Это объясняется тем, что при выполнении материаловедческих исследований, во-первых, динамика диодной плазмы существенно влияет

на параметры электронного пучка (его длительность, фокусировку и т.д.) и, во-вторых, параметры плазмы, возникающей при воздействии РЭП на анодные мишени, существенно влияют на характеристики последующего вклада энергии и импульса в вещество мишени. Эта задача приобретает еще больший интерес в экспериментах по исследованиям экстремальных состояний вещества в условиях импульсного выделения энергии электронного пучка в тонком поверхностном слое. Дело в том, что возникающие при этом динамические явления в облучаемом образце (формирование ударной волны, механического импульса отдачи и т.д.) во многом зависят от свойств плазменного факела, образующегося на аноде [3]. Следует отметить, что в силу относительно большой длительности процессов, связанных с взаимодействием ударной волны с веществом (до 10 мкс), заметное влияние на их протекание могут иметь параметры диодной плазмы и на отно-

сительно больших временах, в частности, на втором полупериоде тока в диоде генератора РЭП.

Лазерное теневое фотографирование — традиционный метод диагностики динамики плотной импульсной плазмы, широко применяемый в самых различных плазменных экспериментах (см., например, [4]). Одним из его достоинств является возможность оценить плотность плазмы в широком диапазоне ее параметров, используя простые модели, описывающие состояние плазмы. Обычно используются оптические схемы, формирующие то или иное количество кадровых изображений и позволяющие получить информацию о двумерном распределении плотности плазмы в некоторые определенные моменты времени. В частности, применение подобной диагностики для исследования динамики плазмы в диоде сильноточного ускорителя с применением зондирования на длинах волн 5.23, 1.064, 0.532 и 0.266 мкм описано в [5]. Как правило, однако, из-за громоздкости схемы число кадров в таких системах на крупномасштабных установках бывает невелико — 3–5. Это не позволяет в одном выстреле определить подробную пространственно-временную эволюцию диодной плазмы на относительно большом (порядка микросекунды) временном интервале (исключением из этого правила является установка PF-1000 [6], оснащенная 16-кадровой системой оптического зондирования).

В представляемой работе описана диагностика плотной плазмы с помощью лазерного теневого зондирования, исполненного в различных модификациях, с регистрацией теневых изображений методом электронно-оптической хронографии. Приведены примеры применения этой методики для исследования динамики диодной плазмы генератора РЭП “Кальмар” [7].

## ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ

Эксперименты проводились на сильноточном ускорителе “Кальмар”. Основным элементом ускорителя является двойная формирующая линия с электрической длиной 70 нс, заряжаемая от генератора импульсов напряжения [7]. Ускоритель работал в режиме со следующими характеристическими параметрами: энергия электронов  $E = 240\text{--}300$  кэВ, ток пучка электронов  $I = 20\text{--}45$  кА, его длительность  $\tau \sim 150$  нс, характерные значения поверхностной плотности энергии, вложенной РЭП в приповерхностные слои анода,  $Q \sim 240\text{--}1000$  Дж/см<sup>2</sup>.

Схема эксперимента по зондированию диодной плазмы лазерным излучением приведена на рис. 1. Диод (1 — катод, 2 — анод) просвечивался лазерным излучением (4), проходящим через

входное диагностическое окно (5) в вакуумную камеру ускорителя перпендикулярно оси диода. Объектив (8) с фокусным расстоянием  $F = 120$  см и с диафрагмой диаметром  $D = 3$  см, формирует в масштабе 1 : 1 изображение области диодного промежутка в плоскости, где расположена времяанализирующая щель (9) электронно-оптической камеры (ЭОК) СФЭР-6. Щель шириной 20 мкм и длиной 15 мм расположена параллельно оси диода — оси электронного пучка. На щель проецируется изображение приосевой области диода. Изображение приосевой области диода, полученное через времяанализирующую щель, переносится на фотокатод ЭОК в масштабе 1 : 1.

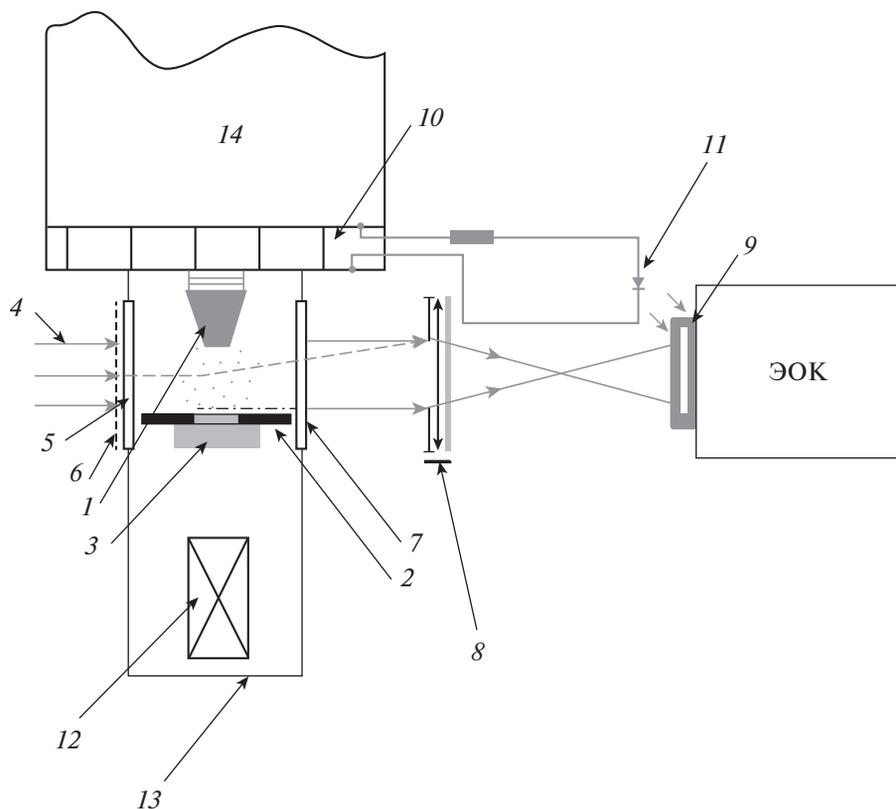
Для обеспечения необходимого соотношения интенсивностей излучения лазера и собственного свечения плазмы, пришедших на фотокатод, в оптический тракт помещаются или интерференционный фильтр с максимумом пропускания на длине волны излучения лазера 540 нм и с полушириной 10 нм, или фильтры из зеленого стекла. Подробнее об этом смотри ниже.

ЭОК работала в хронографическом режиме (временная развертка направлялась перпендикулярно к времяанализирующей щели — перпендикулярно к плоскости рисунка 1), что позволяло регистрировать эволюцию одномерного теневого изображения плазмы в приосевой области диода. С экрана ЭОК изображение фотографировалось цифровым зеркальным фотоаппаратом; временное разрешение системы при длительности развертки 1 мкс составляло  $\sim 6$  нс.

Такая схема позволяла регистрировать проходящее через плазму лазерное излучение при условии, что угол отклонения зондирующего луча вследствие его рефракции на градиентах электронной концентрации плазмы не превышает значения  $\alpha = D/2F = 1.25 \times 10^{-2}$ .

В некоторых опытах для наблюдения радиального распространения плазмы перед времяанализирующей щелью ЭОК устанавливалась призма Дове, обеспечивавшая поворот изображения диодного зазора на 90 градусов относительно его оси. В этом случае на времяанализирующей щели строилось изображение пространственной области ускорительного диода, которая соответствует его наблюдению с направления, перпендикулярного направлению центральной оси ускорителя электронов, т.е. в радиальном направлении. Параксиальный характер лазерного луча минимизировал вносимый призмой астигматизм, появление которого возможно при расходящихся (сходящихся) лучах.

Катод диода выполнен из латуни (в отдельных экспериментах из нержавеющей стали) в форме усеченного конуса с конической полостью в меньшем основании (“рыбий рот” [7]); диаметр кромки варьировался в пределах 6–7 мм. Чаше



**Рис. 1.** Схема эксперимента: 1 – катод; 2 – анодная пластина с отверстием; 3 – мишень; 4 – лазерное излучение, 5 – входное окно; 6 – сетка, устанавливавшаяся в некоторых экспериментах; 7 – выходное окно; 8 – объектив с диафрагмой и светофильтром, 9 – времяанализирующая щель; 10 – низкоиндуктивный шунт; 11 – светодиод; 12 – камера обскуры; 13 – вакуумная камера; 14 – водяной объем установки “Кальмар”.

всего использовались анодные мишени, изготовленные из эпоксидной смолы; в некоторых экспериментах применялись и другие материалы (подробнее геометрия диода приведена далее).

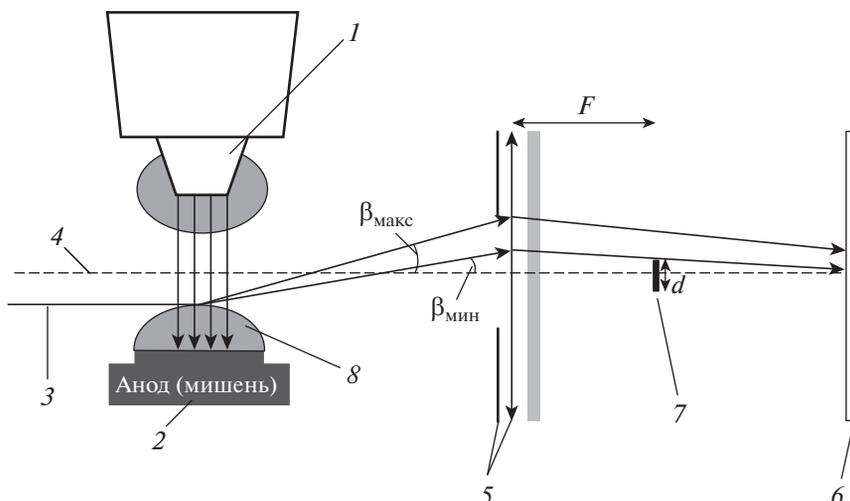
Ток через высоковольтный диод регистрировался с помощью фольгового шунта с малой индуктивностью (10). Напряжение на диоде, т.е. фактически энергия электронов в пучке, определялось по показаниям емкостного делителя, расположенного на выходе формирующей линии генератора, из которого вычиталась индуктивная составляющая, формирующаяся за счет падения напряжения на индуктивности выходного узла генератора [8]. Далее везде на осциллограммах приведены временные зависимости напряжения на диоде, полученные уже после вычитания из сигналов с делителя индуктивной составляющей.

Используя данные электротехнических измерений, вычислялась энергия, выделившаяся на поверхности мишени (анода); при определении поверхностной плотности энергии использовались интегральные по времени рентгеновские изображения области взаимодействия РЭП с анодом, зарегистрированные камерой-обскурой (12) с расширенным динамическим диапазоном [8].

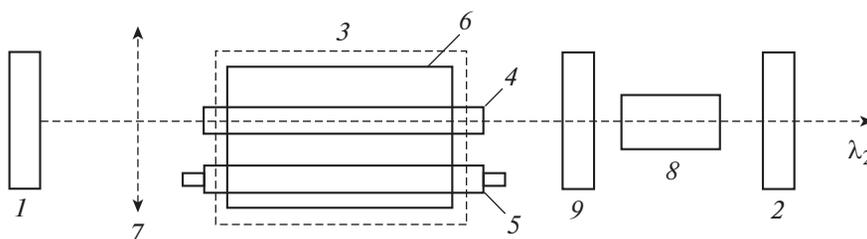
Параметры электронного пучка и величина плотности энергии на поверхности мишени варьировалась за счет изменения межэлектродного расстояния и размеров катода.

Запуск ЭОК осуществлялся сигналом от петли, регистрирующей магнитный поток тока зарядки формирующей линии генератора “Кальмар”, сигнал с которой через регулируемую линию задержки подавался на вход СФЭР-6. Для контроля синхронизации полученной оптической развертки с током генератора, на периферийной части входной щели устанавливался питаемый сигналом с токового шунта быстрый светодиод (11) (BL-BB43V1,  $\lambda = 455$  нм), световой импульс которого обеспечивал реперное изображение на хронограмме, таким образом, что в течение положительного полупериода тока свечения диода отображалось светящимися линиями вдоль верхней границы хронограммы.

В ряде экспериментов, для лучшей визуализации градиентов концентрации электронов в плазме диода (1–2) использовалась схема шлирен-фотографирования; соответственно оптическая схема регистрации лазерного излучения (3) несколько изменялась (рис. 2). Для этого, перпен-



**Рис. 2.** Схема шлирен-фотографирования: 1 – катод; 2 – анод; 3 – лазерное излучение, 4 – оптическая ось системы; 5 – объектив с диафрагмой и светофильтром, 6 – времяанализирующая щель; 7 – непрозрачная маска; 8 – плазма.



**Рис. 3.** Оптическая схема: 1 – глухое зеркало для излучения с  $\lambda_1 = 1079$  нм, 2 – глухое зеркало для излучения с  $\lambda_1 = 1079$  нм и частично прозрачное для излучения с  $\lambda_2 = 540$  нм, 3 – квантрон (лазерная головка), 4 – активный элемент из ортоалюмината иттрия с неодимом ( $\varnothing 6.3 \times 100$  мм), 5 – импульсная лампа накачки ИНП –2 –5/60 с кварцевым баллоном с ионами  $\text{Ce}^{3+}$ , 6 – моноблок с серебряным покрытием, 7 – положительная линза, 8 – нелинейный элемент из КТР ( $8 \times 8 \times 20$  мм<sup>3</sup>) x-вого среза, 9 – возвратное зеркало, прозрачное для излучения с  $\lambda_1$  и глухое для излучения с  $\lambda_2$ .

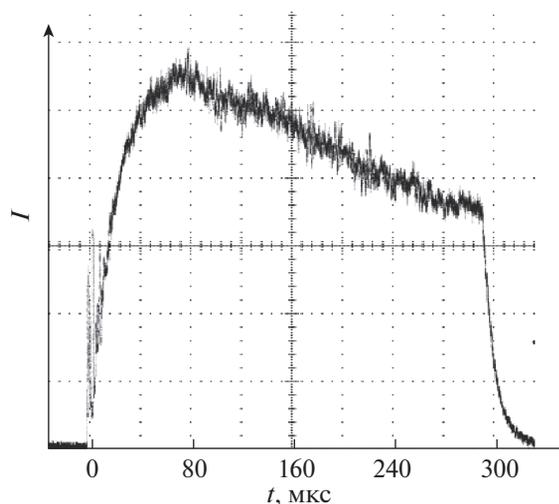
дикулярно оси оптической системы (4) в фокусе объектива (5), устанавливалась непрозрачная маска (7) диаметром  $d = 0.3$  см. В этом случае, проходящее через диод лазерное излучение попадало на щель ЭОК (6) только при отклонении луча лазера на угол  $\beta$ , для величины которого выполнялись условия  $d/2F = 1.25 \times 10^{-3} \leq \beta \leq D/2F = 1.25 \times 10^{-2}$  (см. рис. 1 и 2).

В качестве источника зондирующего излучения использовался импульсный лазер на ортоалюминате иттрия с неодимом ( $\lambda_1 = 1079$  нм), изготовленный в НТЦ УП РАН. Лазер работал в режиме свободной генерации с внутррезонаторным преобразованием излучения  $\lambda_1$  во вторую гармонику ( $\lambda_2 = 540$  нм). Оптическая схема лазера представлена на рис. 3. Выходные параметры импульсов излучения (540 нм) обеспечивались

при запуске блока питания импульсной лампы импульсом внешнего запуска (300 В, 4 мкс). На рис. 4 показан временной график импульса генерации лазера; видно, что он достаточно “гладкий” по времени. Энергия импульса составляла 90 мДж, длительность по основанию  $\approx 300$  мкс, расходимость пучка не более 7 мрад; запуск ускорителя “Кальмар” производился через 80–90 мкс после начала генерации лазерного импульса.

На рис. 5 представлена хронограмма лазерного теневого изображения диодной плазмы, полученная с использованием интерференционного фильтра в приемном тракте.

На хронограмме отчетливо видно, что после 280 нс после начала генерации РЭП весь диодный промежуток становится непрозрачным для зондирующего лазерного излучения. Более подроб-

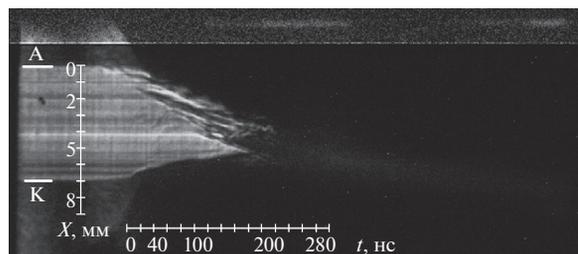
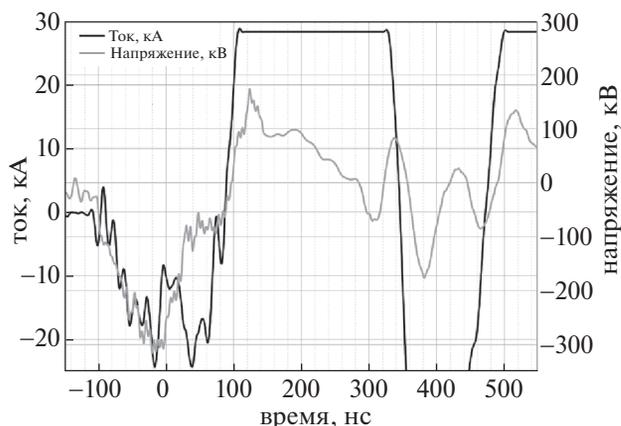


**Рис. 4.** Временной ход интенсивности излучения второй гармоники зондирующего лазера. По оси ординат — относительные единицы, масштаб линейный.

ное обсуждение этой хронограммы будет представлено ниже.

Как уже упоминалось выше, в ряде экспериментов необходимое соотношение между интенсивностями лазерного излучения и собственного свечения плазмы при регистрации достигалось при использовании в оптическом тракте зеленых фильтров ЗС-2 и ЗС-11. Следует также отметить, что из-за специфической пространственной структуры лазерного излучения на оригинальном изображении его легко отличить от изображения плазмы в собственном свечении. На рис. 6 приведена хронограмма, на которой выделены две области. В области (а) четко видно только лазерное излучение, и никакого другого излучения пока нет, т.к. к этому моменту времени установка еще не была запущена. Отчетливо видна некоторая горизонтальная структура, которая соответствует пространственной модуляции поля лазерного излучения. В области (б) выделена часть хронограммы, на которой такой модуляции уже нет; по времени этот фрагмент соответствует окончанию второго (положительного) импульса тока. К этому времени в диодном промежутке при взаимодействии РЭП с мишенью уже сформировался анодный факел, а также плазма поступила с катода при прохождении по нему импульса тока высокой плотности. Логично предположить, что на этом фрагменте мы наблюдаем собственное свечение диодной плазмы.

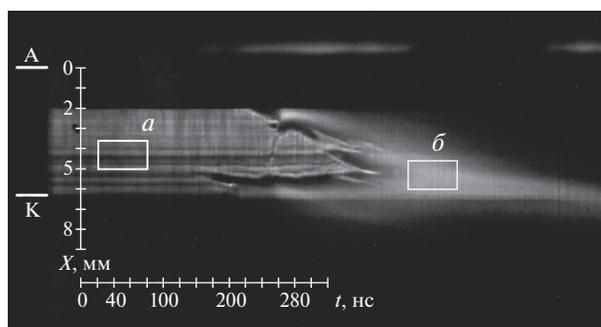
Этот “эффект различия” можно существенно усилить, поместив на входном окне камеры мелкую решетку (4 на рис. 7), задающую пространственную модуляцию лазерного излучения. С ее помощью на хронограммах можно не только разделить области регистрации лазерного излучения



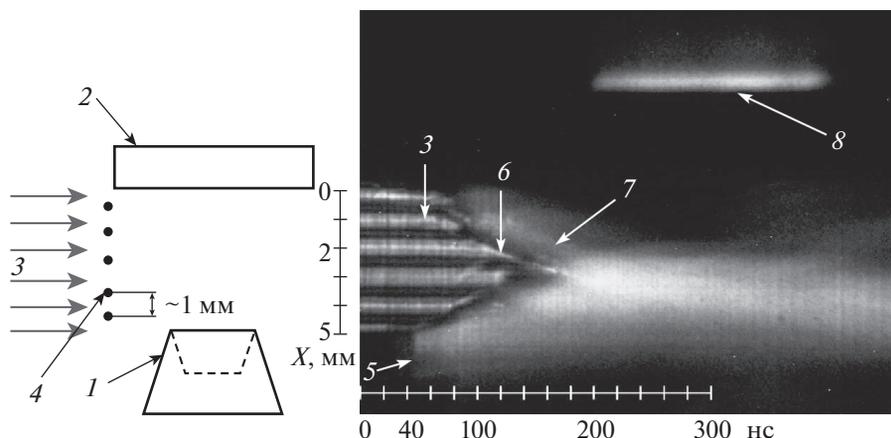
**Рис. 5.** Хронограмма лазерного теневого изображения диодной плазмы, полученная с использованием интерференционного фильтра в оптическом тракте. Хронограмма синхронизована с временными зависимостями тока и напряжения в вакуумном диоде.

и излучения из плазмы, но и частично визуализировать участки отклонения лазерных лучей из-за рефракции на градиентах концентрации электронов. На рис. 7 приведен пример подобной хронограммы теневого лазерного изображения диодной плазмы при облучении образца из эпоксидной смолы при общей энергии пучка 410 Дж.

Заметим, подобный прием (пространственная модуляция лазерного излучения) позволяет в ряде случаев для зондирования плазмы использо-



**Рис. 6.** Хронограмма теневого лазерного изображения диодного промежутка с фильтрами ЗС-11; а — лазерное излучение, б — собственное свечение плазмы.



**Рис. 7.** Хронограмма теневого лазерного изображения диодного промежутка с пространственной модуляцией лазерного излучения, вызванной сеткой на входном окне; слева приведена геометрия диода: 1 – катод; 2 – анод; 3 – лазерное излучение; 4 – модулирующая сетка на входном окне; 5 – собственное излучение плазмы с боковой поверхности катода, 6 – область градиента плотности диодной плазмы, 7 – область “слабого” свечения диодной плазмы, 8 – излучение синхроимпульса светодиода.

вать лазеры с существенно меньшей мощностью излучения. Отметим также, что если на некоторых участках изображения интенсивность собственного свечения меньше интенсивности лазерного излучения, но при этом последнее не регистрируется, то можно утверждать, что изображение формируется излучением поверхностного слоя оптически плотной плазмы, в которой происходит поглощение лазерного излучения. Подобный случай, например, реализуется на участке 7 хронограммы, приведенной на рис. 7. Результаты численного моделирования, подтверждающие возможность осуществления подобного сценария, приведены в [9].

На хронограмме (рис. 7) показана ось, указывающая расстояние от анода к катоду – положение нуля соответствует поверхности анода. Другая граница зондирующего лазерного луча соответствует кромке катода. Необходимо обратить внимание на то, что в процессе взрывной эмиссии и при нагреве катода проходящим током на его боковой поверхности появляется плазма. Поэтому после ~40-й нс после начала тока в диоде на хронограммах появляется изображение свечения, лежащее ниже кромки катода (область 5 на рис. 7). Кроме того, необходимо отметить, что значительное отличие характерных особенностей хронограмм, полученных в разных выстрелах, может быть вызвано тем фактом, что в каждом конкретном случае в поле зрения времяанализирующей щели попадают не все типичные особенности эволюции плазмы в диодном промежутке.

### ОЦЕНКИ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ, ФОРМИРУЮЩЕЙ ТЕНЬ

Приведем оценки электронной плотности, при которой интенсивность зондирующего излучения в плоскости его регистрации уменьшается настолько, чтобы можно было детектировать появление тени. Ниже перечислены процессы, ответственные за формирование последней.

1. В том случае, если плазменная частота становится сравнимой с частотой зондирующего излучения, происходит “отсечка” зондирующего излучения:

$$\omega \sim \omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m}}, \quad (1)$$

здесь  $\omega$ ,  $\omega_{pe}$  – частота зондирующего излучения и электронная плазменная частота;  $N_e$  – электронная плотность;  $m$  – масса электрона. В соответствии с (1) для используемого лазера с  $\lambda = 540$  нм при электронной плотности, большей величины  $N_e \sim 4 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, зондирующее излучение будет отражаться от границы плазмы.

2. Тень может быть сформирована в результате процесса обратного тормозного поглощения зондирующего излучения в плазме, или, другими словами, поглощения в результате свободно-свободных переходов. В соответствии с законом Бугера–Ламберта–Бера интенсивность зондирующего излучения изменяется в зависимости от длины оптического пути  $l_p$  следующим образом  $I(l_p)/I_0 = \exp(-l_p \vartheta_v)$ , где  $\vartheta_v$  – коэффициент тор-

мозного поглощения. Для его оценки можно использовать следующее выражение [4]

$$\vartheta_v = C_1 \frac{z_i^2 g N_e N_i}{T_e^{1/2} V^3} \left( 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \right), \quad (2)$$

здесь  $C_1 = 3.69 \times 10^8$  [см<sup>5</sup> (град. Кельвина)<sup>1/2</sup> сек<sup>-3</sup>];  $z_i$  – средний заряд иона;  $N_e$  [см<sup>-3</sup>] и  $N_i$  [см<sup>-3</sup>] – электронная и ионная концентрации ( $N_e = z_i N_i$  для  $z_i > 1$ ), соответственно,  $T_e$  [град. Кельвина] – электронная температура,  $h\nu$  – энергия фотонов зондирующего луча и  $g$  – фактор Гаунта. В диапазоне температур 2–4 эВ средний заряд иона углерода (при использовании мишеней изготовленных из эпоксидной смолы углерод составляет 76%) меняется в диапазоне  $z_i \sim 2-3$  (при  $T = 5-20$  эВ  $z = 4$ ); фактор Гаунта в соответствии с [10] можно принять равным  $g = 2$ .

Анализируя следы воздействия плазмы на поверхности анода, рентгеновские изображения, полученные с помощью камеры-обскуры, а также результаты расчетов, представленных в [9], в рассматриваемых экспериментах, длина оптического пути в приосевых областях плазменного факела изменяется в диапазоне  $l_p = 0.5-2$  см. В этом случае значения относительной интенсивности прошедшего излучения для двух крайних значений диапазона длины оптического пути будут равны  $I/I_0 \sim 0.01-0.3$  при  $N_e = 5 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup> и  $I/I_0 \sim 0.8-0.95$  при концентрации электронов  $N_e = 10^{18}$  см<sup>-3</sup> соответственно.

3. Кроме того, тень может образоваться в результате рефракции зондирующего лазерного луча в областях с градиентами электронной концентрации плазмы, если он при этом выходит за апертуру оптической системы регистрации.

В наших условиях “полная” тень в результате рефракции может образоваться при выполнении условия [4]

$$\frac{dN_e}{dx} \geq \frac{\alpha}{4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 l_p}, \quad (3)$$

здесь  $\alpha = D/2F = 1.25 \times 10^{-2}$ . Для “продольных” градиентов, т.е. для областей плазмы, в которых концентрация плазмы меняется вдоль оси диода,  $l_p$  соответствует диаметру плазменного столба, а характерный масштаб изменения концентрации  $\Delta x$  можно оценить из размеров “полутени” на изображениях, полученных в экспериментах. В том случае, если граница тени резкая, можно предположить, что  $\Delta x \leq 0.1$  мм; при этом значения электронных концентраций на границе тени будут меняться в диапазоне от  $N_e \geq 2 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup> ( $l_p = 0.5$  см) до  $N_e \geq 5 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup> ( $l_p = 2$  см). Эффекты появления тени вследствие рефракции в областях, занятых плазмой с радиальными градиентами концентрации, могут иметь место только при

работе со щелью, расположенной перпендикулярно оси диода. Оценка граничных концентраций при рассмотрении рефракции на этих градиентах из-за малого оптического пути приводит к существенно большим значениям пороговой концентрации, необходимой для появления тени.

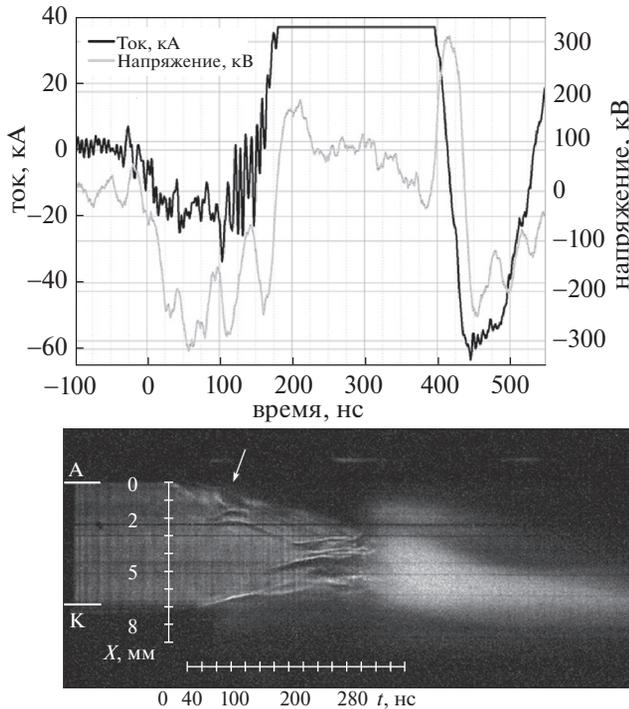
## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Далее будут приведены некоторые примеры лазерных теневых и шпирен-хронограмм, полученных в различных условиях эксперимента. Здесь мы ограничимся только описанием их особенностей и интерпретацией последних; характерные особенности динамики плазмы в зависимости от материала анода, параметров пучка и т.д. будут представлены в дальнейшем.

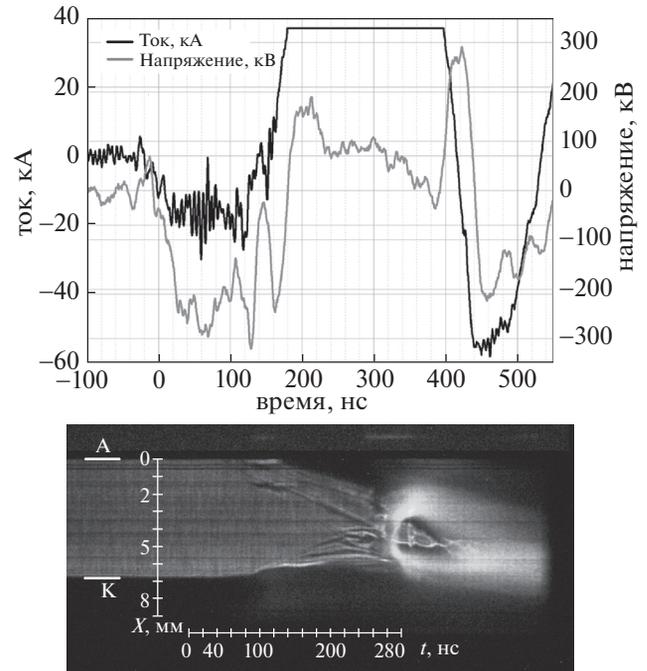
Итак, на хронограмме, приведенной на рис. 5, отчетливо видно, что после 180 нс от момента начала формирования РЭП весь диодный промежуток становится непрозрачным для зондирующего лазерного излучения. До этого момента, как с анода, так и с катода непрозрачная тень распространяется к центру промежутка. В соответствии с нашими оценками, приведенными выше, можно утверждать, что с электродов распространяется плотная плазма ( $N_e \geq 5 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>), которая поглощает лазерное излучение или оно в ней отклоняется, не попадая в диафрагму. Таким образом, на хронограмме видна динамика заполнения диодного промежутка плотной плазмой. К моменту столкновения плотной плазмы, летящей с анода, с плазмой, летящей с катода, большую часть диодного промежутка (3/4 по высоте) заполняет плотная анодная плазма.

Причем отчетливо видно, что скорость плазмы, летящей с катода, во времени уменьшается с  $\sim 0.5 \times 10^7$  см/с ( $\sim 50-100$  нс) до  $\sim 0.9 \times 10^6$  см/с (180–200 нс). Такое изменение скорости характерно при перемещении в среде и, соответственно, торможении противодавлением, например, при распространении ударной волны в результате сферического взрыва в воздухе. Средой, по которой перемещается замедляющаяся непрозрачная катодная плазма, может быть прозрачная мало-плотная плазма водорода, быстро заполняющая диодный промежуток [9].

Плотная плазма, которая распространяется с анода, ведет себя несколько сложнее: видно несколько “язычков” тени прорастающих к середине диода, их скорости практически одинаковы  $v_a \sim 1.6 \times 10^6$  см/с, и только к моменту столкновения с катодной плазмой проекция скорости анодной тени может замедляться до  $\sim 0.8 \times 10^6$  см/с. Такую сложную структуру хронограмма тени анодной плазмы может иметь из-за неустойчивостей, развивающихся в анодном факеле.



**Рис. 8.** Изображение хронограммы, демонстрирующей “взрывное” начало разлета анодной плазмы, синхронизованное с временными зависимостями тока и напряжения в диоде с хронограммой. Белой стрелкой указана область взрывоподобного появления тени.



**Рис. 9.** Изображение хронограммы, демонстрирующей плавное начало разлета анодной плазмы, синхронизованное с временными зависимостями тока и напряжения в диоде с хронограммой.

Наличие тонких ( $\sim 100$  мкм) светящихся областей по границе распространения тени может быть еще одним аргументом в пользу того, что плотная плазма распространяется по прозрачной среде, тормозится ею, в результате чего ее тонкий передний слой нагревается до высоких температур и начинает излучать. При моделировании [9] были получены аналогичные результаты.

На рис. 8 и 9 представлены теневые хронограммы, при получении которых использовали не узкий интерференционный фильтр, а набор зеленых фильтров ЗС-2 и ЗС-11. Это позволило наблюдать излучение в несколько более широком спектральном диапазоне ( $\Delta\nu = 100$  нм), что в свою очередь позволило на хронограммах наблюдать собственное свечение плазмы.

На рис. 8 (выстрел 51 –  $U_{av} = 240$  кВ – среднее значение напряжения в первом отрицательном импульсе;  $I_{av} = 19$  кА – среднее значение тока электронного пучка в первом отрицательном импульсе;  $\tau_{1/2} = 130$  нс – длительность этого импульса на полувысоте;  $W = 500$  Дж – энергия выделившаяся в первом импульсе;  $W_s = W/S = 820$  Дж/см<sup>2</sup> – среднее значение энергии выделившейся в поверхностных слоях анода при взаимодействии электронного пучка с веществом анода, рассчи-

танное на единицу площади  $S$ ; где  $S$  – площадь взаимодействия РЭП с анодом, определенная по потемнению изображения анода, полученного камерой-обскурой) и рис. 9 (выстрел 101 –  $U_{av} = 220$  кВ;  $I_{av} = 17$  кА;  $\tau_{1/2} = 125$  нс;  $W = 450$  Дж;  $W_s = 660$  Дж/см<sup>2</sup>) приведены хронограммы, синхронизованные с временными зависимостями тока и напряжения. Синхронизация выполнена по трем областям свечения быстрого светодиода, представленным на выделенной полоске хронограммы, располагающейся в ее верхней части, – области свечения соответствуют трем положительным полупериодам тока.

На рис. 8, 9 на начальной стадии отчетливо видна разница двух механизмов формирования плазмы в прианодной области: взрывного появления и постепенного заполнения промежутка. На рис. 8 в момент времени, соответствующий  $\sim 50$  нс от начала тока, тень появляется взрывоподобно (область указана на рисунке стрелкой) – скорость вещества, создающего эту тень,  $V_e \geq 10^7$  см/с; после чего продукты взрыва распространяются с анода со скоростью  $V_a \sim (0.8-1.4) \times 10^6$  см/с. В то же время на рис. 9 испаренное с анода вещество с самого начала разлетается со скоростью  $V_a \sim (1.4-1.9) \times 10^6$  см/с. При этом, к моменту времени  $\sim 250$  нс после начала тока пучка

в обоих случаях формируется область тени с размером  $\sim 2\text{--}2.5$  мм вдоль оси диода.

Прикатодные области хронограмм, показанных на рис. 8 и 9, на начальной стадии похожи, к моменту времени  $\sim 250$  нс тень занимает область с размером около 1 мм вдоль оси диода. Более медленное (в среднем  $V_c \sim 0.7 \times 10^6$  см/с) заполнение по сравнению с анодной областью можно объяснить тем, что катодная плазма образуется из вещества с большим атомным номером. Диапазон скоростей, который можно определить по перемещению тени, меняется в разные моменты от  $V_c \sim 10^6$  см/с в областях с самой высокой скоростью (короткие по длительности участки хронограмм — менее 10 нс, которые могут соответствовать взрывному расширению с катода) до существенно меньших скоростей  $V_c \sim (0.2\text{--}0.3) \times 10^6$  см/с ближе центру диодного зазора.

Кроме того, во всем диодном промежутке наблюдаются узкие ( $\sim 200\text{--}500$  мкм) полоски тени, проекция их скорости на ось диода меняется от почти нулевой до  $V_a$ . Такие узкие полосы могут быть сформированы при поглощении зондирующего излучения либо областями компактных сгустков плазмы, либо узких страт, если предположить, что при формировании плазменного факела в диоде он подвержен развитию МГД-неустойчивостей различных мод.

Как правило, на фронте перемещения тени видно свечение, занимающее область  $100\text{--}200$  мкм, которое, скорее всего, соответствует области вещества (например, углерода) разогретого при торможении на фоновой плотности (водород заполняет диод гораздо быстрее, подробнее см. в [9]).

Видно, что далее, по мере развития плазменных процессов в диоде, на хронограммах появляется следующая стадия, длящаяся  $\sim 100\text{--}150$  нс в выстреле 051 (рис. 8), и  $\sim 30\text{--}50$  нс в выстреле 101 (рис. 9), на которой проекция скорости перпендикулярной аноду, с которой распространяются полосы тени и собственного свечения, почти нулевая (полосы расположены почти горизонтально). Эта стадия по времени совпадает со временем нарастания тока во втором его пике. Ее можно было бы назвать стадией стагнации или пинчевания плазмы, которая в течение предыдущей стадии полностью заполнила диод. В конце этой стадии на рис. 9 видны протяженные (1–2 мм) светящиеся образования, ориентированные перпендикулярно аноду.

После этого начинается заполнение диода собственным свечением из центра по направлению к электродам со скоростью  $V_r \geq 3 \times 10^6$  см/с. Надо отметить, что в отдельных экспериментах по хронограммам можно определить проекцию скорости распространения свечения, направлен-

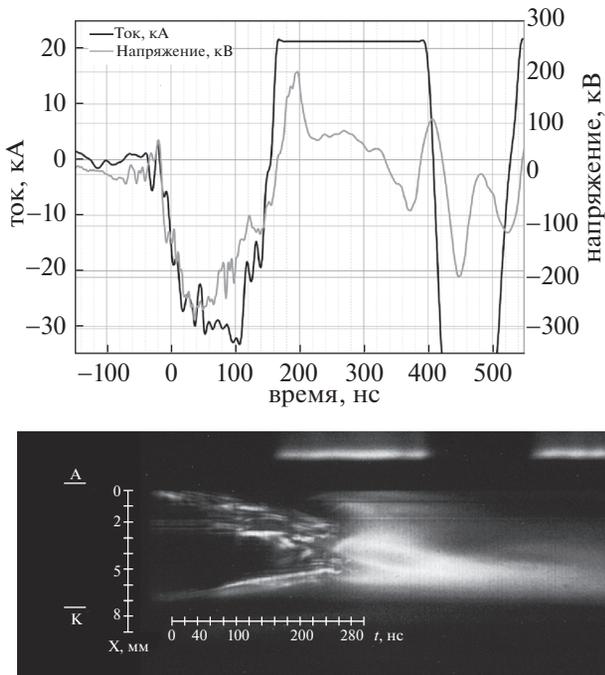
ную к электродам, большую на порядок величины —  $V_r \geq 5 \times 10^7$  см/с, и свечение может быть в несколько раз ярче и более локализовано в пространстве и времени. Заметим, что на предыдущих стадиях и поглощающее, и светящееся вещество летело от электродов к центру диода. Такой разлет (из центра диода к электродам) можно было бы объяснить разлетом нагретого излучающего вещества после пинчевания или распространением волны свечения по плазме, заполнившей диодный промежуток.

В ряде экспериментов была также реализована хронографическая регистрация разлета плазмы в диодном зазоре шлирен-методом. Благодаря маске, расположенной в фокусе объектива, основная часть зондирующего излучения не попадала в плоскость изображения. Это позволяло наблюдать менее интенсивные и менее контрастные части изображения, чем с помощью методик, не использующих такую маску. В отличие от теневых изображений, на шлирен-изображениях визуализированы области с градиентами электронной плотности; причем эти градиенты не настолько большие, чтобы отклоненные на них лучи выходили за апертуру, т.е. угол отклонения  $\alpha \leq D/2F = 1.25 \times 10^{-2}$ .

На рис. 10 и 11 приведены примеры шлирен-изображений диодного промежутка, полученных при взаимодействии РЭП с анодом, изготовленным из оксидной смолы. На изображениях видно, что, как и на теневом изображении, скорость заполнения диода анодной плазмой выше, чем скорость заполнения катодной плазмой.

На изображениях также видно, что структура анодной плазмы, как и в случае с теневыми изображениями, имеет более сложную структуру. Например, на изображении рис. 10 видно, что если отдельные светящиеся “языки” рассматривать как единую протяженную структуру, можно определить, что есть чуть более медленные ( $0.7 \times 10^6$  см/с) и слегка быстрее ( $0.9 \times 10^6$  см/с) их образования, и их скорость не изменяется вплоть до момента столкновения с катодной плазмой. Однако, если рассматривать по отдельности каждый такой светящийся “язык”, можно заметить, что есть область толщиной  $\sim 300$  мкм, положение которой довольно длительное время ( $\sim 80$  нс) не изменяется относительно электродов. Кроме того, есть несколько более узких светящихся областей, которые выглядят как сдвоенные полоски толщиной  $\sim 100$  мкм; их скорость изменяется от 0 до  $\sim 0.5 \times 10^6$  см/с. Скорость светящейся области, распространяющейся с катода, порядка  $0.7 \times 10^6$  см/с.

На рис. 10 видно, что после  $\sim 250$  нс от начала тока (время “столкновения” светящихся анодной и катодной плазменных областей), весь диодный промежуток заполнен светящейся плазмой, ин-



**Рис. 10.** Изображение шлирен-хронограммы, синхронизованное с временными зависимостями тока и напряжения в диоде. Выстрел 22.

тенсивность свечения которой неоднородна по высоте. Это свечение по всей высоте диода длится  $\sim 150$  нс; оно совпадает по времени со вторым полупериодом тока; при этом на третьем полупериоде свечение остается только в 1/3 прикатодной части диода и в дальнейшем занимает все меньшую область.

Необходимо отметить, что на шлирен-изображении рис. 11 виден интересный момент, который настолько явно не наблюдается на других изображениях: до момента времени 40 нс от начала тока пучка скорость заполнения диода светящимися областями существенно меньше ( $\sim 0.3 \times 10^6$  см/с), чем после этого момента времени ( $\sim 0.7 \times 10^6$  см/с). Заполнение диода анодным свечением имеет такой же характер:  $\sim 0.8 \times 10^6$  см/с до 40 нс и  $\sim 2 \times 10^6$  см/с после этого момента време-

ни. Возможно, это связано с тем, что импульс тока РЭП несколько асимметричен: равен  $\sim 25$  кА до 40 нс и  $\sim 30$  кА после этого момента. В этом эксперименте после столкновения светящихся катодной и анодной плазмы также, как и на хронограмме рис. 10, видно, что свечение распространяется из середины диода, т.е. из области столкновения сгустков плазмы к электродам.

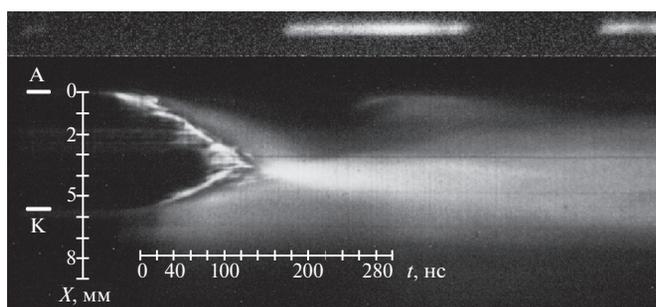
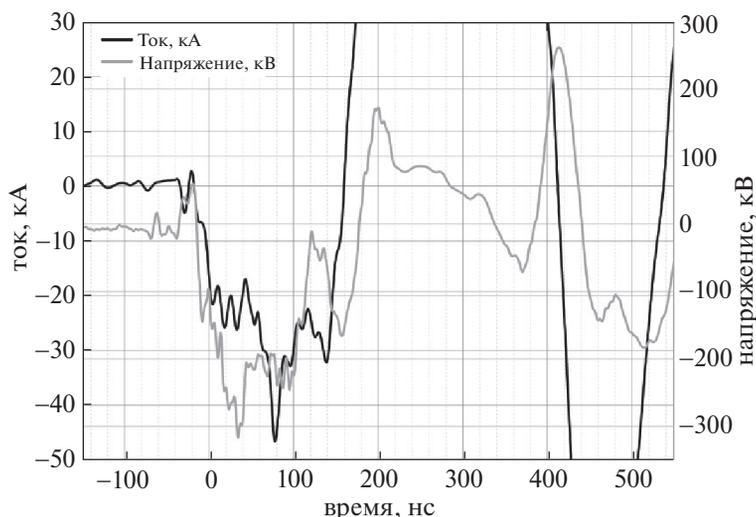
В таблице 1 приведены основные параметры, зарегистрированные при взаимодействии электронного пучка с образцом, для ключевых экспериментов, рассмотренных выше. Для наглядности выбраны эксперименты, где мишени выполнены из одного и того же материала – эпоксидной смолы.

В таблице использованы следующие обозначения:  $E$  – полная энергия электронного пучка, рассчитанная по электротехническим измерениям;  $W$  – плотность энергии на поверхности образца;  $V_{c1}, V_{c2}$  – скорости вещества летящего с катода на начальной и конечной стадиях,  $V_a, V_j$  – скорости вещества летящего с анода, а также наибольшая скорость плазменных “струй” с анода, определенные по скорости распространения тени на хронограммах;  $V_r$  – скорость свечения, определенная по скорости распространения собственного свечения на хронограммах от центра диодного промежутка к электродам. Погрешность измерения полной энергии не превышает 10%, погрешность измерения скоростей, с учетом того, что развертка СФЭР-6 имеет некоторую нелинейность, 15%.

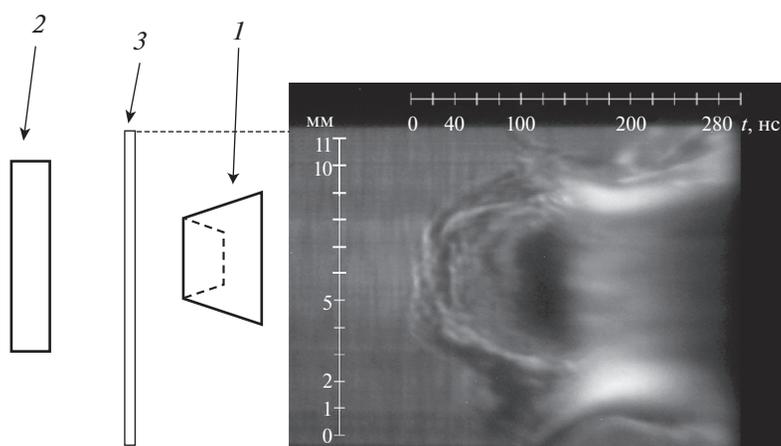
На рис. 12 представлена поперечная хронограмма: развернуто во времени изображение центральной части диодного промежутка, которое перпендикулярно оси диода. Отчетливо видно, что в промежуток времени от  $\sim 15$  до  $\sim 45$  нс центральная область диодного промежутка радиусом  $\sim 2$  мм от оси пучка занята более-менее однородно поглощающим и излучающим веществом. К моменту времени  $\sim 100$  нс в этой области диода уже видна симметричная излучающая полая оболочка радиусом  $\sim 4$  мм с толщиной стенок  $\sim 2-2.5$  мм. Скорость увеличения радиуса оболочки, определенная по верхней и нижней светящимся полосам порядка  $(1-2) \times 10^6$  см/с. После 100-й нано-

**Таблица 1.** Параметры, зарегистрированные в экспериментах по взаимодействию электронного пучка с эпоксидными мишенями

№ выстрела	Рис.	$E$ , Дж	$W$ , Дж/см <sup>2</sup>	$V_{c1}$ , 10 <sup>6</sup> см/с	$V_{c2}$ , 10 <sup>6</sup> см/с	$V_a$ , 10 <sup>6</sup> см/с	$V_j$ , 10 <sup>6</sup> см/с	$V_r$ , 10 <sup>6</sup> см/с
73	5	440	1500	3.3	0.9	2.2	1.7	–
51	8	500	820	1.4	0.4	1.4	5	–
101	9	450	660	2	0.5	1.9	1.8	10
22	10	720	1500	–	0.7	0.8	–	>10
26	11	750	1300	0.3	0.7	2	–	0.2



**Рис. 11.** Изображение шлирен-хронограммы, синхронизованное с временными зависимостями тока и напряжения в диоде. Выстрел 26.



**Рис. 12.** Одномерное изображение радиального распространения плазмы в диодном зазоре ускорителя “Кальмар”, зарегистрированное методом теневого фотографирования с одновременной регистрацией собственного свечения плазмы. 1 – катод; 2 – мишень; 3 – поле зрения ЭОК.

секунды внутри полости на  $\sim 40$  нс появляется тень радиусом 2 мм. В момент времени  $\sim 140$  нс оболочка полости становится светящейся по всей своей толщине; с этого момента и до 230 нс ради-

ус этой светящейся оболочки уменьшается, а толщина оболочки уменьшается с 3 до 1.5 мм. Кроме того, видно, что в промежутке времени от  $\sim 100$  до 140 нс со всего диодного промежутка вещество

“сгребается” к поверхности оболочки; на  $\sim 50$  нс свечение появляется и внутри оболочки. В момент времени 200 нс радиус оболочки минимален, а затем начинается ее разлет со скоростью  $\sim 10^6$  см/с; а внутри полости опять появляется тень.

Такая динамика оболочки (сжатие оболочки, уменьшение ее толщины, а также ее свечение) может значить, что в это время происходит процесс пинчевания вещества током, протекающим в диодном промежутке, заполненном плазмой, образованной из вещества анода, при его взаимодействии с РЭП, а также из вещества катода при электровзрывной эмиссии вещества с него.

Необходимо подчеркнуть, что на всех хронограммах, при получении которых в тракте оптической системы были использованы фильтры из цветного стекла – фактически на одной фотографии регистрируется две щелевые развертки: интенсивность теневого лазерного изображения, на которое накладывается изображение интенсивности собственного свечения плазмы. Причем лазерное излучение легко отличить от собственного свечения плазмы благодаря наличию у него специфической пространственной структуры, о чем было сказано выше.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

На основе импульсного лазера с активным элементом из монокристалла ортоалюмината иттрия с неодимом разработана система лазерного зондирования плотной импульсной плазмы с электронно-оптической регистрацией изображений в хронографическом режиме. Система позволяет осуществлять регистрацию в режиме теневого и шлирен-фотографирования как вдоль, так и поперек оси вакуумного диода.

Продемонстрировано, что применение данной системы позволяет эффективно исследовать динамику плазмы в диодном зазоре импульсного сильноточного ускорителя. Такой подход был апробирован при исследовании динамики диодной плазмы сильноточного генератора “Кальмар” в экспериментах по исследованию взаимодействия электронного пучка (энергия электронов  $\sim 230$ – $300$  кэВ и длительностью пучка  $\sim 150$  нс) с мишенями из эпоксидной смолы. При исследовании установлено, что плотная анодная плазма заполняет диодный промежуток со скоростью  $\sim (1-3) \times 10^6$  см/с. Катодная плазма в среднем имеет более низкую скорость. На начальной стадии в некоторых случаях в течение 20–40 нс скорость катодной плазмы может достигать  $3 \times 10^6$  см/с, в дальнейшем эта скорость обычно не превышает  $1 \times 10^6$  см/с.

Незначительные изменения в оптическом тракте диагностической схемы (использование фильтров из цветного стекла вместо интерференционного) позволяли в одном “выстреле” регистрировать не только пространственно-временную эволюцию теневого изображения плотной плазмы, но и динамику излучения относительно горячей плазмы низкой плотности. В некоторых случаях (например, как в описываемых экспериментах, когда по времени разнесены процесс заполнения диода плотным веществом и процесс заполнения диода свечением этого вещества) такая возможность может оказаться преимуществом, позволяющим получать дополнительные данные. Так, например, удаётся регистрировать свечение, образующееся при столкновении катодной и анодной плазмы в диодном промежутке, заполняющее промежуток, распространяясь из его центра к электродам со скоростями более чем  $10^7$  см/с.

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт” (Приказ № 2073 от 09.10.2020).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков / Л.И. Рудаков, М.В. Бабыкин, А.В. Гордеев и др. / Под ред. Л.И. Рудакова. М.: Энергоатомиздат, 1990. 280 с.
2. Импульсная энергетика и электроника / Г.А. Мещяц. М.: Наука, 2004. 704 с.
3. Демидов Б.А., Ефремов В.П., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Метелкин С.Ю., Потапенко А.И., Петров В.А. // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 2. С. 96–99.
4. Зайдель А.Н., Островская В.Г. Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука, 1977.
5. Горбулин Ю.М., Знаменская И.А., Знаменский Н.В., Злотников Д.М., Калинин Ю.Г., Скорюпин В.А., Шашков А.Ю. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 555.
6. Zielinska E., Paduch M., Scholz M. Contrib. Plasma Phys. 2011. V. 51. P. 279.
7. Демидов Б.А., Ивкин М.В., Петров В.А., Фанченко С.Д. // Атомная энергия. 1979. Т. 46. Вып. 2. С. 101.
8. Demidov B.A., Efremov V.P., Kalinin Yu.G., Kazakov E.D., Metelkin S.Yu., Petrov V.A., Potapenko A.I. // Journal of Physics: Conference Series. 2015. V. 653. Iss. 1. 012009
9. Ананьев С.С., Багдасаров Г.А., Гасилов В.А., Даныко С.А., Демидов Б.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Курило А.А., Ольховская О.Г., Стрижаков М.Г., Ткаченко С.И. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 7. С. 608.
10. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. Изд. 3-е, испр. М.: Физматлит, 2008. 652.