

04;07;12

Неустойчивости вакуумного разряда при лазерном иницировании катодного пятна

© Ю.В. Коробкин, И.В. Романов, А.А. Рупасов, А.С. Шиканов

Физический институт им. П.Н. Лебедева,
117924 Москва, Россия
e-mail: korobkin@sci.lebedev.ru

(Поступило в Редакцию 6 июля 2004 г.)

Исследованы особенности динамики быстрых (скорость нарастания тока $\leq 10^{11}$ A/s) лазерно-индуцированных вакуумных разрядов с относительно небольшими значениями амплитуды тока (≤ 10 kA), а также напряжения и энергии накопителя (≤ 20 kV и 20 J соответственно). Экспериментально установлено, что начальные условия, определяемые энергией и длительностью лазерного излучения, кардинально определяют динамику разряда. Выявлены два различных, разнесенных во времени и пространстве типа пучково-плазменных неустойчивостей, проанализированы условия их возникновения. Установлено, что первый тип неустойчивостей реализуется в начальной стадии разряда и обусловлен наличием пинчевых структур во фронте расширяющейся в вакуум катодной струи. Второй тип неустойчивостей возникает на вершине либо на спаде тока и сопровождается генерацией жесткого (с энергией ≥ 100 keV) тормозного излучения из прианодной области. Превышение энергии жесткой компоненты излучения над потенциалом источника тока связывается с эффектом плазменно-эрозионного замыкания.

Введение

В работе [1] были приведены результаты экспериментальных исследований в области создания малогабаритного, квазиточечного, контрастного в характеристических линиях материала анода (Ti) источника рентгеновского излучения на основе вакуумного диода с плазменным катодом, формируемым лазерным излучением наносекундной длительности для микроскопии нестационарных объектов с высокими градиентами плотности и показателя преломления. Одним из наиболее важных качественных свойств такого источника являлась возможность его жесткой синхронизации с исследуемым процессом в зондируемом объекте и комплексом измерительной аппаратуры. Возможность работы источника при любом требуемом напряжении U , условное постоянство потенциала анода в стартовой фазе разряда, обеспечиваемое низкой величиной суммарного заряда, переносимого пучком электронов, эмиттированных из лазерной плазмы, в сравнении с зарядом накопительной емкости, позволяли выполнить условие максимального контраста по интенсивности характеристического излучения над тормозным $U = (3-4)U_0$ (U_0 — порог возбуждения серии характеристического излучения).

Необходимость сокращения длительности рентгеновского импульса источника за счет увеличения плотности мощности лазерного излучения на катоде (согласно результатам [1]), а также уменьшения энергии лазерного импульса в целях повышения долговечности катода требовали перехода в режим пикосекундного плазменного образования. Однако предварительные исследования показали, что контраст K -линий титана, соответствующий величине $\geq 10^2$, в случае создания эмиттера электронов лазерным импульсом с длительностью 30 ns и энергией ≥ 100 mJ значительно уменьшался как в случае

формирования катодной плазмы лазерным импульсом с энергией ≤ 5 mJ, так и при переходе из наносекундного в субпикосекундный диапазон длительностей лазерного излучения. Измерения спектрального состава излучения методом фильтров в этих режимах работы источника выявили в его составе жесткую компоненту, энергия которой превышала энергетические характеристики тормозного излучения, соответствующие потенциалу источника тока. При ускоряющей разности потенциалов в 20 kV были зарегистрированы рентгеновские кванты, излучаемые анодом источника, с энергией 25 keV. Наблюдаемые эффекты свидетельствовали о функционировании в разряде дополнительных ускорительных механизмов. Наряду с этим проведенные в последнее время экспериментальные и теоретические исследования низкоиндуктивных [2,3], лазерно-индуцированных [4,5] вакуумных разрядов выявили широкий спектр физических явлений (генерация плазмой катодной струи пучков высокозарядных ионов, наличие нестационарных эмиссионных центров на движущейся границе катодного факела, аперидическая фокусировка и дефокусировка тока, плазменно-эрозионное замыкание и т.д.), возникновение которых обусловлено развитием различных типов плазменных неустойчивостей. В настоящей работе проведены экспериментальные исследования влияния начальных условий на развитие неустойчивостей и сопутствующих им процессов, включая генерацию жесткого рентгеновского излучения в быстрых лазерно-индуцированных разрядах. Проведен сравнительный анализ функционирования источника рентгеновского излучения в режимах формирования плазменного катода лазерным излучением пико- и наносекундной длительности. Возможность лазерного управления токопрохождением в разряде позволила бы осуществить стабилизацию характеристик вышеуказанного источника, сократить длительность излучения и

достигнуть определенного продвижения в области создания малогабаритного источника рентгеновских квантов с энергией, превосходящей потенциал источника тока.

1. Техника эксперимента

Исследования проводились на лабораторной установке, состоящей из двух лазерных систем на неодимовом стекле (длина волны $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$), работающих в режимах синхронизации мод (энергия выходного излучения $J \leq 1 \text{ J}$, длительность светового импульса $\tau = 27 \text{ ps}$, плотность мощности на мишени $P \leq 10^{14} \text{ W/cm}^2$) и модуляции добротности ($J \leq 0.5 \text{ J}$, $\tau = 30 \text{ ns}$, $P \leq 10^{11} \text{ W/cm}^2$), вакуумного диода и диагностического комплекса. Вакуумный диод состоял из источника постоянного напряжения ($U \leq +20 \text{ kV}$) и камеры взаимодействия (вакуум $\sim 5 \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$), в которой размещалась заземленная плоская титановая мишень (катод), титановый конусный анод с диаметром острия $250 \mu\text{m}$, накопительная емкость. Межэлектродное расстояние могло изменяться в диапазоне $1\text{--}30 \text{ mm}$. Инициирование вакуумного разряда осуществлялось излучением лазера, сфокусированным на мишени в пятно с диаметром $200 \mu\text{m}$. Индуктивность электрической цепи диода измерялась в режиме короткого замыкания и определялась электродной конфигурацией и конструктивными особенностями конденсатора. При использовании керамического конденсатора K15-10а емкостью 4.7 nF она составляла $0.2 \mu\text{H}$ и более в зависимости от конфигурации гибких подводов к электродам. Для конденсатора K75-48M емкостью $0.1 \mu\text{F}$ и электродной конфигурации, близкой к коаксиальной, она составляла $0.1 \mu\text{H}$.

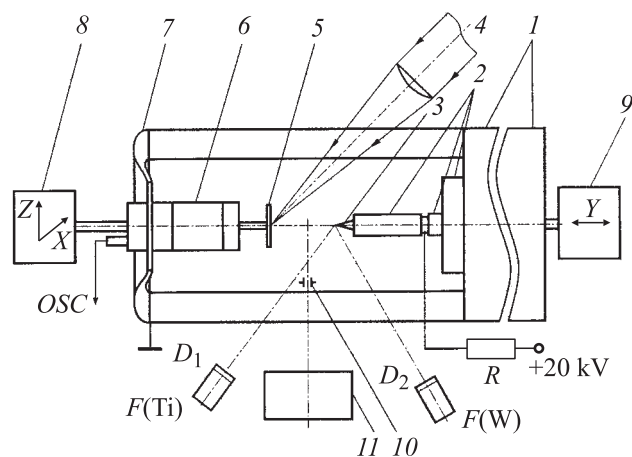


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — конденсатор емкостью $0.1 \mu\text{F}$; 2 — диэлектрические вставки; 3 — конический титановый анод; 4 — луч лазера с $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$; 5 — массивная титановая мишень — катод; 6 — шунт тока коаксиальный $17 \text{ m}\Omega$; 7 — гибкая проводящая шина; 8, 9 — координатно-перемещающие устройства; 10 — отверстие камеры-обскуры; 11 — система визуализации пространственного распределения рентгеновского излучения из разрядного промежутка; D_1 — $p-i-n$ -диод с Ti фильтром; D_2 — $p-i-n$ -диод с W фильтром; R — зарядное сопротивление $100 \text{ M}\Omega$.

Схема эксперимента с низкоиндуктивным разрядным контуром приведена на рис. 1.

Ток в цепи диода измерялся коаксиальным шунтом с сопротивлением $17 \text{ m}\Omega$, напряжение на накопительной емкости — частотно-независимым резистивным делителем. Измерения выхода и временных характеристик рентгеновского излучения в области $0.4\text{--}50 \text{ keV}$ осуществлялись с помощью кремниевых $p-i-n$ -диодов (Quantrad 100-PIN-250). Регистрация сигналов осуществлялась осциллографом Лестоу 9350А с полосой пропускания 500 MHz . Визуализация пространственного распределения рентгеновского излучения разрядного промежутка производилась с помощью камеры-обскуры и регистратора на основе микроканальной пластины (МКП). Ввиду сложной геометрии диода измерения анодного тока цилиндром Фарадея в экспериментах не проводились. Однако регистрировалась временная структура рентгеновского излучения анода, которая отслеживала пучковой режим токопрохождения в стартовой фазе разряда и в моменты возникновения неустойчивостей.

2. Экспериментальные результаты и выводы

В ходе проведения экспериментов были получены и проанализированы осциллограммы тока, напряжения, рентгеновского излучения вакуумного диода при разных энергиях иницирующего разряд лазерного импульса. Характеристики электрической цепи и геометрия диода соответствовали параметрам источника рентгеновского излучения, описанного в [1]. Длительность же плазмообразующего лазерного импульса была уменьшена и составляла 27 ps .

На рис. 2 представлены типичные осциллограммы напряжения на конденсаторе емкостью 4.7 nF и рентгеновского излучения анода диода. Ускоряющее напряжение U соответствовало 20 kV , межэлектродное расстояние d равнялось 4 mm , индуктивность электрической цепи составляла $0.2 \mu\text{H}$, ток разряда не превышал 3 kA , $p-i-n$ -диод регистрировал рентгеновские кванты с энергией $E \geq 2 \text{ keV}$. В стартовой фазе искры напряжение спадает медленно, ток определяется законом „трех вторых“ и его рост связан с сокращением межэлектродного промежутка и увеличением эмиттирующей поверхности лазерной плазмы. На этой стадии разряда реализуется пучковой режим токопрохождения, сопровождаемый генерацией рентгеновского излучения на аноде. В нашей конфигурации при оптимизации межэлектродного расстояния и энергии лазерного излучения максимальный ток пучка не превышал 100 A . Характерный спад напряжения составляет 15% от величины приложенного, что не может заметным образом оказать влияние на контраст линий характеристического излучения.

В следующей фазе разряда скорость спада напряжения увеличивается, что связано с эффектом накопления ионов в разрядном промежутке и образованием

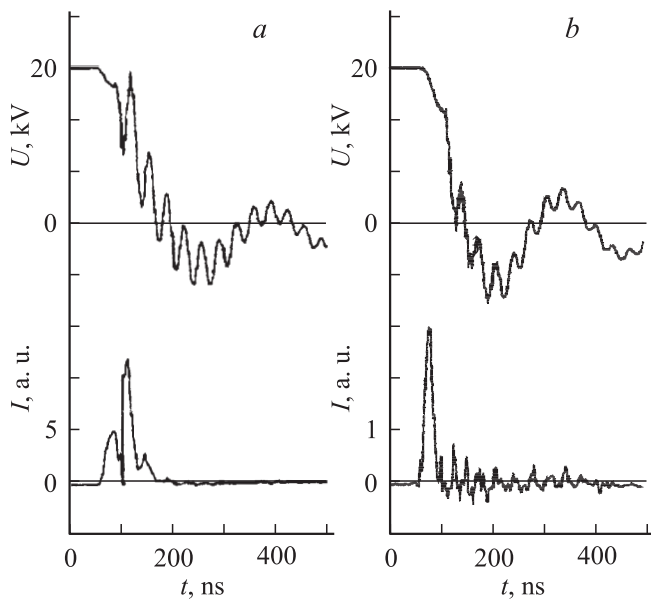


Рис. 2. Осциллограммы напряжения U на конденсаторе $4.7\ \mu\text{F}$ и интенсивности рентгеновского излучения анода I (a.u.) с энергией квантов $E \geq 2\ \text{kV}$. Межэлектродное расстояние $d = 4\ \text{mm}$, ток разряда $3\ \text{kA}$. Длительность и энергия лазерного излучения $\tau = 27\ \text{ps}$; $J = 2\ \text{mJ}$ (a), $100\ \text{mJ}$ (b). Первый из трех рентгеновских импульсов (a) соответствует рентгеновскому излучению, возникающему при взаимодействии электронов, эмиттированных из лазерной плазмы, с анодом. Последующие импульсы — результат взаимодействия электронных пучков, формируемых в неустойчивостях разряда, с анодом.

области („горба потенциала“ [6,7]), где U превышает напряжение между катодом и анодом. Эта область является потенциальной ловушкой для электронов. В ней происходит эффективная ионизация остаточного газа и паров материалов электродов, что приводит к быстрому расширению плазмы и возрастанию тока. Скорость спада напряжения на емкости и роста тока возрастала с увеличением энергии лазерного импульса.

Отличительной особенностью осциллограмм (рис. 2, a), зарегистрированных в случае создания катодной плазмы лазерным импульсом с $J < 100\ \text{mJ}$ (в особенности с энергией в диапазоне $1\text{--}10\ \text{mJ}$), являлись вспышки рентгеновского излучения на аноде и скачки напряжения на емкости во второй фазе разряда, что свидетельствует о развитии неустойчивостей. Интенсивность рентгеновских импульсов во второй фазе могла существенным образом превосходить интенсивность рентгеновского импульса, генерируемого анодом при его взаимодействии с пучком электронов, эмиттированных из лазерной плазмы. Однако особенностей в осциллограммах тока в моменты возникновения неустойчивостей, за исключением колебаний малой амплитуды, не наблюдалось. Снижение контраста характеристических линий рентгеновского излучения в этом случае объясняется быстрым спадом потенциала анода и формированием электронных пучков в широком энергетическом диапазоне во второй фазе разряда.

Увеличение энергии лазерного импульса приводило к стабилизации токопрохождения, и при $J \geq 100\ \text{mJ}$ генерация рентгеновского излучения на аноде во второй фазе разряда отсутствовала (рис. 2, b). Необходимо отметить, что каждому фиксированному набору параметров U и d соответствовало строго определенное значение энергии лазерного импульса, при превышении которого токопрохождение становилось устойчивым.

Исследование различных режимов работы вакуумного диода показало возможность возникновения двух различных во времени типов плазменных неустойчивостей. Первый из них возникает на искровой стадии разряда, второй — на максимуме либо на спаде тока. В наших экспериментах при ускоряющем напряжении в $20\ \text{kV}$ появление неустойчивостей второго типа носило статистический характер, регулярно же они наблюдались при небольших напряжениях $\sim 7\ \text{kV}$, межэлектродном расстоянии $2\text{--}4\ \text{mm}$, энергии лазерного импульса $2\ \text{mJ}$. Увеличение индуктивности электрической цепи до $0.8\ \mu\text{H}$ приводило к обрывам тока (до 30%) и скачкам напряжения на емкости, превышающим изначально приложенное U к электродам диода. Это указывает на влияние согласования начальной индуктивности разрядного контура с плазменной нагрузкой на процесс токопрохождения в разряде, даже при таких небольших межэлектродных промежутках, какие использовались в наших экспериментах. При малых ускоряющих напряжениях и токах первый тип неустойчивостей не наблюдался.

Как указывалось ранее, неустойчивости разряда возникают и в случае образования катодной плазмы лазерным импульсом наносекундной длительности. В связи с этим был проведен сравнительный анализ токопрохождения при разных плотностях мощности светового пучка на катоде. При фиксированных $d = 4\ \text{mm}$ и $U = 20\ \text{kV}$ плазменный эмиттер электронов создавался пикосекундным лазерным импульсом с энергией $J = 100\ \text{mJ}$, с плотностью мощности в фокальном пятне $P = 10^{13}\ \text{W/cm}^2$ или наносекундным импульсом с той же энергией, но с $P = 1.6 \cdot 10^{10}\ \text{W/cm}^2$. Неустойчивости разряда отсутствовали как в первом, так и во втором случаях и с увеличением энергии плазмообразующего импульса не наблюдались. Это свидетельствует о том, что именно энергетический вклад лазерного излучения (начальный объем плазмы в разрядном промежутке) определяет устойчивость токопрохождения. Длительность же рентгеновского импульса на стартовой фазе разряда зависит от плотности мощности лазерного излучения на катоде. В первом случае она составляла $18\ \text{ns}$, во втором — $27\ \text{ns}$. Таким образом, увеличение скорости разлета лазерной плазмы уменьшает длительность рентгеновского импульса. При энергии наносекундного лазерного импульса $\leq 50\ \text{mJ}$ наблюдались неустойчивости первого типа, но они не носили столь ярко выраженного характера, как в случае плазмообразования лазерным импульсом пикосекундной длительности. В целом результаты, полученные в случае создания плазменного эмиттера импульсом наносекундной длительности, показали, что увеличение длительности лазерного импульса оказывает стабилизирующее воздействие на устойчивость токопрохождения.

Таким образом, результаты исследований показали, что оптимизация начальных условий, задаваемых параметрами лазерного излучения, позволяет стабилизировать токопрохождение в разряде, сократить длительность излучения рентгеновского источника. Наряду с этим однозначно ответить на вопрос, какой из типов неустойчивостей приводит к генерации высокоэнергетического электронного пучка и жесткой компоненты рентгеновского излучения, не представлялось возможным. Низкая чувствительность фотоматериалов к рентгеновскому излучению с энергией ≥ 10 keV, а также низкая спектральная чувствительность $p-i-n$ -диодов в области энергий ≥ 20 keV не позволяли получить изображение разрядного промежутка в жестком рентгеновском диапазоне и разрешить временную структуру излучения. В связи с этим путем увеличения накопительной емкости (до $0.1 \mu\text{F}$), изменения электродной конфигурации, уменьшения индуктивности разрядного контура (до $0.1 \mu\text{H}$) были увеличены энергетика и ток разряда. При $U = 20$ kV, $d = 4$ mm ток разряда составлял ~ 10 kA.

Анализ осциллограмм тока, напряжения, рентгеновского излучения не показал принципиальных отличий этой конфигурации от предыдущей. Так же как и в первом случае, при иницировании разряда лазерным излучением с $\tau = 27$ ps и энергией в диапазоне 1–10 mJ наблюдались плазменные неустойчивости, проявляющиеся в генерации последовательности рентгеновских импульсов на аноде. В то же время с увеличением тока разряда выход рентгеновского излучения увеличился и как минимум на порядок превысил его выход в первой конфигурации, что расширило возможности его регистрации.

Для определения спектрального диапазона и диаграммы направленности рентгеновского излучения анода измерения проводились двумя одинаковыми $p-i-n$ -диодами, располагаемыми под разными углами к оси разряда. Диод с титановым фильтром толщиной $h = 15 \mu\text{m}$ (пропускающим рентгеновские кванты с энергией $E \geq 2$ keV, т.е. тормозного и характеристического излучения титана) располагался навстречу аноду, диод с вольфрамовым фильтром с $h = 50 \mu\text{m}$ ($E \geq 30$ keV), регистрирующий только тормозное излучение, — под прямым углом к оси разряда или за анодом. В ходе проведения измерений диодом с вольфрамовым фильтром было зарегистрировано рентгеновское излучение с энергией квантов ≥ 30 keV. Интенсивность жесткой компоненты излучения возрастала при увеличении угла ориентации диода от 90 до 130° и практически равнялась нулю в направлении диода, обращенного к аноду, что свидетельствовало о различии диаграмм направленности тормозного и характеристического излучений. Исследование временной структуры рентгеновского излучения показало, что вклад в генерацию компоненты вносят электронные пучки, формируемые в неустойчивостях как первого, так и второго типа. Однако основной вклад вносят пучки, сформированные в неустойчивостях второго типа, возникающих на максимуме либо на спаде тока. Электронные пучки, формируемые неустойчивостями

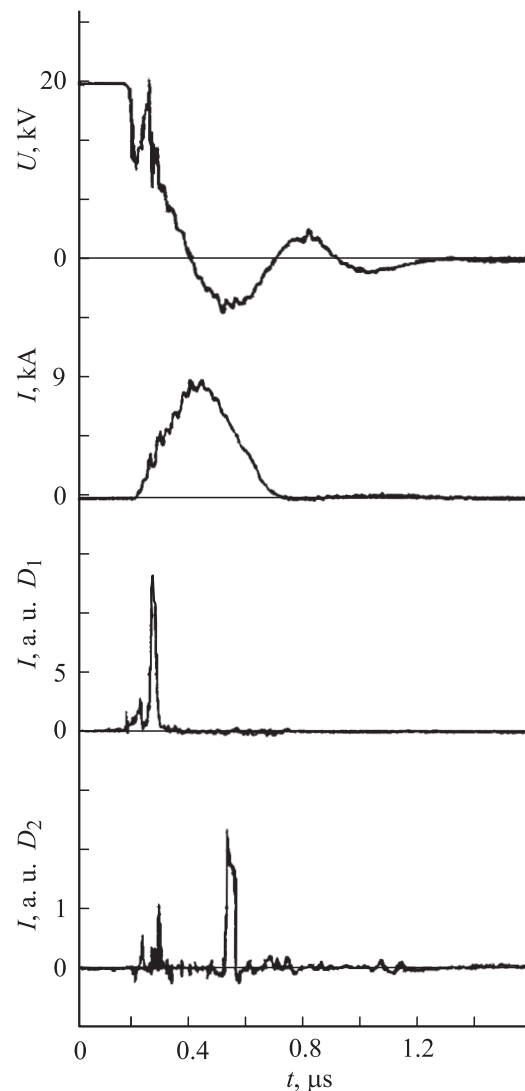


Рис. 3. Осциллограммы напряжения U на конденсаторе $0.1 \mu\text{F}$, тока разряда I , рентгеновского излучения анода I (a.u.) D_1 — сигнал с $p-i-n$ -диода с Ti фильтром, пропускающим кванты с $E \geq 2$ keV, I (a.u.); D_2 — сигнал с $p-i-n$ -диода с W фильтром, пропускающим кванты с $E \geq 30$ keV. Межэлектродное расстояние $d = 4$ mm, длительность и энергия лазерного излучения $\tau = 27$ ps, $J = 2$ mJ.

первого типа, обладают меньшей энергией, и генерация ими рентгеновских квантов с энергией, превышающей потенциал источника тока, носит статистический характер. В целом временная характеристика излучения анода в области энергий свыше 2 keV представляла собой две разнесенные во времени группы рентгеновских импульсов, вторая из которых регулярно содержала в себе жесткую компоненту с $E \geq 30$ keV (рис. 3).

Наряду с временными измерениями производилась визуализация пространственного распределения рентгеновского излучения из разрядного промежутка в интегральном режиме камерой-обскуры. В связи с тем, что в излучении присутствовала жесткая компонента, отверстие камеры с диаметром $100 \mu\text{m}$ было выпол-

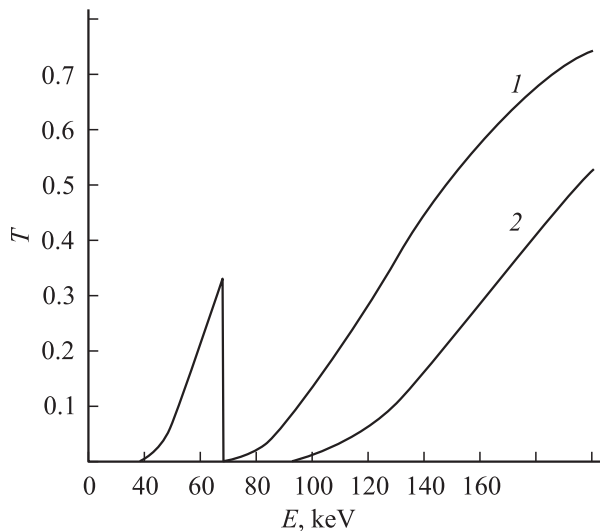


Рис. 4. Пропускание Ta ($300\ \mu\text{m}$) (1) и пропускание структуры Ta ($300\ \mu\text{m}$)+Cu ($11\ \text{mm}$) (2).

нено в пластине тантала толщиной $h = 300\ \mu\text{m}$ (пропускание пластины T показано на рис. 4). В качестве фильтра использовалась пленка из формвара с $h = 0.3\ \mu\text{m}$, пропускающая рентгеновские кванты с энергией $\geq 50\ \text{eV}$. Изображение регистрировалось системой на основе МКП, чувствительность которой в области энергий свыше $10\ \text{keV}$ значительно превосходит спектральную чувствительность рентгеновских фотоматериалов, и считывалось с выходного экрана (волоконно-оптической пластины) CCD-камерой. В ходе выполнения экспериментов были получены обскурограммы промежутка при $U \leq 10\ \text{kV}$ и $J = 2\ \text{mJ}$. Они показали присутствие дополнительного источника мягкого рентгеновского излучения, который располагался на оси разряда ближе к катоду. По мере увеличения напряжения от 1 до $10\ \text{kV}$ и, следовательно, тока интенсивность рентгеновского излучения возрастала, также появлялись новые источники (рис. 5). В нашей конфигурации их количество не превышало четырех. Как правило, количество источников совпадало с количеством рентгеновских импульсов, регистрируемых $p-i-n$ -диодом с анода диода, возникающих под действием электронных пучков, формируемых неустойчивостями первого типа. Исходя из вышесказанного прослеживается однозначная связь между источниками мягкого рентгеновского излучения и неустойчивостями первого типа. В связи с этим можно определенно полагать, что возникновение этого типа неустойчивостей обусловлено волновым характером токопрохождения вследствие образования за счет пинч-эффекта перетяжек на фронте расширяющейся в вакуум катодной струи [3]. Путем замены формварового фильтра на полиэтиленовые с толщинами 4 и $6\ \mu\text{m}$ (пропускание от 110 и от $140\ \text{eV}$ соответственно) удалось установить, что при $U = 10\ \text{kV}$ и $J = 2\ \text{mJ}$ максимальная энергия рентгеновских квантов, излучаемых перетяжками катодной струи, не превышает $150\ \text{eV}$.

Увеличение энергии лазерного импульса от $10\ \text{mJ}$ приводило к снижению температуры плазмы в перетяжках, интенсивности анодного излучения и к увеличению задержки между началом токопрохождения и генерацией рентгеновского импульса(ов) на аноде. При $J = 500\ \text{mJ}$ дополнительные источники в разрядном промежутке пропадали. Это также свидетельствует о пинчевом механизме возникновения неустойчивостей первого типа. Инициирование разряда мощным лазерным излучением создает условия, при которых кинетическое давление на фронте катодной струи превышает давление магнитного поля. При расширении плазмы в межэлектродный промежуток и возрастании тока разряда ситуация меняется на противоположную и канал тока сжимается.

В свою очередь полученные изображения показали наличие источника рентгеновского излучения, включающего в себя жесткую компоненту, в анодной области разрядного промежутка. Излучение исходило из плазменного облака, окружающего конический анод (рис. 5). Иногда наблюдались неоднородности в пространственном распределении излучения, что свидетельствует о возможности филаментации прианодной плазмы. Жесткое излучение с $E \leq 30\ \text{keV}$ возникало при сравнительно небольших напряжениях $1-5\ \text{kV}$. Увеличение напряжения приводило к резкому возрастанию энергетики излучения, и при $U > 10\ \text{kV}$ система регистрации переставала формировать изображение разрядного промежутка, так как рентгеновские кванты проходили через подложку камеры-обскуры. При $U = 20\ \text{kV}$ методом последовательного ослабления излучения набором медных пластин с общей толщиной $h = 11\ \text{mm}$ и пластины из тантала с $h = 300\ \mu\text{m}$ (T структуры показано на рис. 4) были выделены кванты с $E \geq 100\ \text{keV}$. При этом не исключалась возможность регистрации микроканальной пластиной вторичного флуоресцентного рентгеновского излучения в характеристических линиях тантала. Однако в нашей геометрии регистрация вторичного излучения практически могла иметь место только в том случае, когда жесткое излучение проходило через все ослабители.

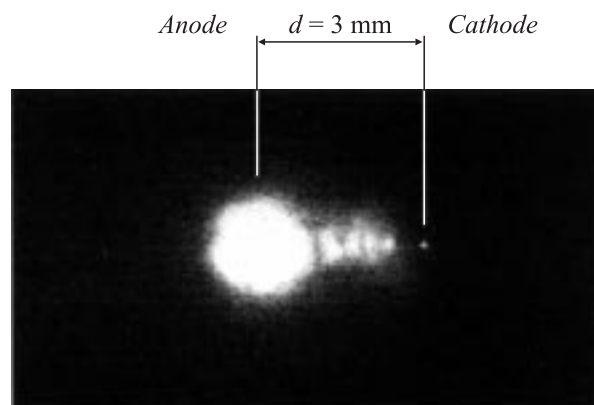


Рис. 5. Пространственное распределение рентгеновского излучения из разрядного промежутка с энергией квантов $E \geq 50\ \text{eV}$. Напряжение на конденсаторе $U = 10\ \text{kV}$, длительность и энергия лазерного излучения $\tau = 27\ \text{ps}$, $J = 2\ \text{mJ}$.

В настоящее время наиболее развитыми концепциями аномального ускорения частиц в вакуумном разряде являются образование на фронте катодного факела глубокой нестационарной потенциальной ямы, возникновение которой связывается с эктонным механизмом функционирования катодного пятна [8], плазменно-эрозионное размыкание в системах с плазменным фокусом [9]. Анализ полученных результатов дает основание полагать, что в нашем случае наиболее вероятным процессом, ответственным за генерацию жестких рентгеновских квантов с энергией, как минимум на порядок превышающей потенциал источника тока, является плазменно-эрозионное размыкание вблизи анода. Электронные пучки, генерируемые в первой и второй фазах искры, приводят к интенсивному плазмообразованию на поверхности анода. Также тепловой поток от нагретой плазмы пинча (филамента), если таковой имеется, вместе с джоулевым тепловыделением в поверхности контакта приводит к взрывному испарению материала анода. Образующийся переходной слой пара, разрывая электрическую цепь контура, индуцирует дополнительную электродвижущую силу, ускоряющую поток электронов. Торможение электронов в переходном слое пар-металл вызывает генерацию жесткого рентгеновского излучения. В пользу вышеприведенной модели свидетельствуют результаты проведенных экспериментов по исследованию относительного выхода жесткого рентгеновского излучения в зависимости от геометрии и материала анода. Интенсивность и энергетика излучения возрастали при замене титанового анода на вольфрамовый (с большим Z и более высокой температурой кипения) и уменьшались при замене игольчатого анода, на плоский. Неудивительным в рамках этой модели является и тот факт, что увеличение тока разряда (с 3 до 10 кА), осуществляемое путем изменения характеристик разрядного контура, при неизменном напряжении на накопителе в 20 кВ приводило к увеличению энергетика рентгеновского излучения с 25 до 100 кеВ и выше. Однако в связи с тем, что изображение разрядного промежутка регистрировалось в интегральном режиме, функциональность модели плазменно-эрозионного размыкания при формировании микроплазменного фокуса для нашего случая нуждается в уточнении.

Заключение

В результате проведенных исследований было установлено, что начальные условия (объем лазерной плазмы в разрядном промежутке, длительность воздействия иницирующего разряд лазерного импульса) являются одними из главных факторов, определяющих устойчивость токопрохождения в вакуумном разряде. В частности, в наших условиях уменьшение энергии и сокращение длительности лазерного излучения приводит к развитию различных типов неустойчивостей, два из которых (пучково-плазменные) регулярно наблюдались в экспериментах. Незначительное увеличение тока разряда в режиме неустойчивого токопрохождения приводит к существенному увеличению энергетика жесткой

компоненты рентгеновского излучения, происходящему, по нашему мнению, в результате бурного развития процесса плазменно-эрозионного размыкания. Исследования динамики процесса (структуры анодной плазмы с временным и пространственным разрешением), а также абсолютные измерения выхода жесткого излучения проводятся в настоящее время и будут представлены в отдельной статье.

С другой стороны, нами показан метод лазерного управления токопрохождением в вакуумном разряде и в источнике рентгеновского излучения, в частности. Создание плазменного эмиттера электронов лазерным импульсом пикосекундной длительности с плотностью мощности на катоде $P \geq 10^{13}$ W/cm², энергией $J \geq 100$ мДж и оптимизация межэлектродного расстояния позволили стабилизировать токопрохождение, сократить длительность рентгеновского излучения. При $J = 370$ мДж и $d = 10$ мм было получено сокращение длительности рентгеновского импульса до 10 ns, при этом сохранилось количество квантов в K -линиях титана 10^{11} квант/импульс [1] и выполнялось условие максимального контраста характеристического излучения над тормозным.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 01-02-17589, 02-02-16966, 03-02-16366) и Российской программы „Интеграция“ (контракт № И-0651).

Список литературы

- [1] Ерохин А.А., Кишинев А.С., Коробкин Ю.В. и др. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. Вып. 6. С. 1151–1158.
- [2] Артамонов М.Ф., Красов В.И., Паперный В.Л. // ЖЭТФ. 2001. Т. 160. Вып. 6. С. 1404–1410.
- [3] Krinberg I.A., Paperny V.L. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. Vol. 35. P. 549–562.
- [4] Vogel N., Skvortsov V.A. // IEEE Trans Plasma Sci. 1997. Vol. 25. N 4. P. 553–563.
- [5] Фогель Н. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 61. Вып. 9. С. 622–627.
- [6] Коваль Н.Н., Королев Ю.Д., Пономарев В.Б. и др. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. Вып. 6. С. 747–752.
- [7] Болотов А.В., Козырев А.В., Колесников А.В. и др. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 40–45.
- [8] Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Перельштейн Э.А. // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. Вып. 6. С. 1358–1365.
- [9] Филиппов Н.В. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. Вып. 1. С. 25–44.