

04;07;10;12

Малогабаритный рентгеновский радиограф на основе плазменной пушки

© А.Г. Русских,¹ А.В. Шишлов,¹ А.С. Жигалин,¹ В.И. Орешкин,¹ С.А. Чайковский,¹ Р.Б. Бакшт²¹ Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия² Университет Тель-Авива, Лаборатория электрических разрядов и плазмы,
Тель-Авив, Израиль
e-mail: Russ@ovpe2.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 26 февраля 2010 г.)

Приведены результаты экспериментов по созданию плазменного источника излучения с малыми пространственными размерами для импульсной радиографии в мягком рентгеновском диапазоне спектра. Излучающая горячая плазма создавалась при сжатии плазменной струи импульсом тока с амплитудой $I_m = 215$ кА и временем нарастания $T_{\text{р}} = 200$ нс. Для формирования струи использовалась плазменная пушка на основе дугового разряда ($I_m = 8.5$ кА, $T_{\text{р}} = 6$ мкс), инициируемого пробоем по поверхности диэлектрика в вакууме. Эксперименты проводились с плазменными струями из алюминия, олова, меди и железа. При межэлектродном лазере сильноточного генератора 1.3–1.5 мм формировался единичный источник излучения — точечный z-пинч (PZ-пинч). Наименьшие пространственные размеры излучающей области были получены при использовании алюминия и олова. Для струн из олова диаметр излучающей области составлял 7 ± 2 мкм, а ее высота 17 ± 2 мкм. Длительность импульса излучения на полувысоте составляла 2–3 нс. Полный за импульс выход излучения в спектральном диапазоне 1.56–1.9 кеВ составил для пинча из алюминия — 30–50 мДж, для пинча из олова — 10–30 мДж. Разработанный метод позволяет проводить радиографические исследования микрообъектов (в том числе биологических) толщиной 1–1000 мкм с пространственным (10–20 мкм) и временным (2–3 нс) разрешением.

Введение

Проведение физического эксперимента неразрывно связано с использованием различного рода диагностик, в частности, рентгеновской радиографии. На протяжении последних двух десятилетий рентгеновская радиография с высоким пространственным (1 мкм) и временным (1 нс) разрешением получила значительное развитие благодаря усилиям группы авторов из Физического института РАН им. П.Н. Лебедева (Москва, Россия) и лаборатории исследования плазмы в Корнельском университете (Cornell University, Ithaca, США) [1–5].

Все разработки и методы радиографии, описанные в работах [1–5], основаны на использовании плазменного источника излучения типа X-пинча. При кажущейся простоте X-пинча для его работы приходится использовать достаточно громоздкие сильноточные генераторы с субмегаамперным уровнем тока и скоростью нарастания тока на уровне 1 кА/нс. Начиная с 2005 г. в ряде лабораторий мира стали появляться работы, посвященные созданию малогабаритных генераторов тока, способных обеспечить работу радиографов на основе X-пинча. Так, например, в Калифорнийском университете (Сан-Диего, США) был создан генератор, обеспечивающий ток с амплитудой 80 кА и временем нарастания тока 40 нс, который занимает площадь около 1 м² [6–8]. В 2006 г. в Институте сильноточной электроники СО РАН был разработан генератор тока XPG-1 [9,10], позволяющий обеспечить ток на уровне 215–230 кА со временем нарастания 200 нс и габаритами 0.4 × 0.4 × 0.33 м.

В 2007 г. в ИСЭ СО РАН специально для Московского физико-технического института [11] был изготовлен аналогичный по схеме и параметрам генератор МИНИ, который имеет диаметр 0.45 м и высоту 0.26 м. Уменьшение габаритов и веса рентгеновского радиографа существенно расширяет сферу его применения. Возможность транспортировать небольшой генератор и использовать совместно с другими устройствами открывает возможность проведения целого ряда новых экспериментов по исследованию быстротекущих процессов.

Несмотря на очевидные сильные стороны рентгеновского радиографа, основанного на использовании X-пинча, у него существуют и некоторые недостатки, связанные с трудоемкостью установки нагрузки из микропроводников и необходимостью перед каждым экспериментом вскрывать вакуумную камеру сильноточного генератора, являющегося драйвером для X-пинча. В связи с этим нами был разработан источник рентгеновского излучения, который может быть использован многократно, без вскрытия вакуумной камеры сильноточного генератора.

В разработанном источнике импульсного рентгеновского излучения использован принцип Z-пинча: излучающая горячая плазма создается при сжатии плазменной струи силой Лоренца, возникающей при протекании тока. Для формирования струи использовалась плазменная пушка на основе дугового разряда (ДР), инициируемого пробоем по поверхности диэлектрика в вакууме. Хорошо известно, что плазма дуги создается нестационарным катодным пятном, которое характеризуется чрезвычайно

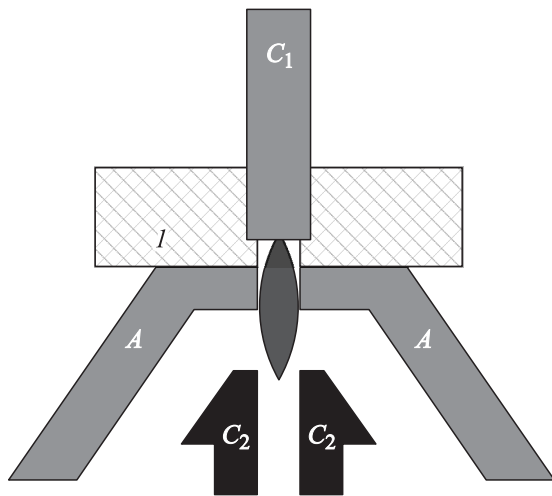


Рис. 1. Принципиальная схема инжекции плазменной струи с помощью дугового разряда. C_1 — высоковольтный электрод дугового разряда; C_2 — высоковольтный электрод сильноточного генератора; A — анод (обратный токопровод сильноточного генератора), I — изолятор.

высокой плотностью тока, плотностью энергии и плотностью плазмы [12–16].

При зажигании дугового разряда в зазор сильноточного генератора инжектировалась плазменная струя с массой, достаточной для того, чтобы сжатие произошло вблизи максимума тока генератора. Работа такого устройства проиллюстрирована на рис. 1. ДР загорается между высоковольтным электродом C_1 , который является катодом, и электродом A . Плазменная струя, расширяясь и проходя через отверстие в аноде A , попадает в межэлектродный зазор сильноточного генератора $A-C_2$. После того как в межэлектродном зазоре сильноточного генератора $A-C_2$ создается плазменный столб с необходимой для эффективного сжатия погонной массой, на электрод C_2 подается импульс напряжения сильноточного генератора. Ток, протекающий по изначально ионизованным парам металла, создает силу Лоренца, которая сжимает образующийся столб плазмы, а развитие плазменной неустойчивости типа „перетяжка“ обеспечивает образование горячей точки [17], являющейся источником мягкого рентгеновского излучения.

Для того чтобы на длине пинча развивалась только одна такая перетяжка, высота межэлектродного зазора $A-C_2$ должна быть минимальной. Минимальная высота межэлектродного зазора $A-C_2$ определяется минимальным расстоянием, на котором плазма, образуемая на электродах, не успевает закоротить межэлектродный промежуток за время, необходимое для сжатия такого пинча. Кроме того, желательно, чтобы плазма в зазоре состояла только из паров катода ДР. Для того чтобы в зазор $A-C_2$ поступало минимальное количество вещества с высоковольтного электрода C_2 и земляного электрода A , в данные электроды были впрессованы молибденовые вставки.

Проведенное авторами данной работы исследование показало, что действительно существуют режимы сжатия PZ -пинча, при которых за время сжатия перемякания межэлектродного промежутка плазмой не происходит, а на середине межэлектродного промежутка возникает горячая точка малых размеров, излучающая в рентгеновском диапазоне.

1. Экспериментальная установка и методика эксперимента

1.1. Экспериментальная установка

Источник импульсного рентгеновского излучения был создан на основе малогабаритного генератора XPG-1 [9]. Генератор XPG-1 состоит из четырех конденсаторно-коммутаторных сборок емкостью $0.25 \mu\text{F}$ каждая. Конденсаторы соединены параллельно, таким образом, общая емкость конденсаторной батареи составляет $1 \mu\text{F}$. Индуктивность основного контура генератора составляла 14.5 nH , в то время как индуктивность в области нагрузки составляла $7-8 \text{ nH}$. Импульс тока имел амплитуду 215 kA с фронтом 200 ps при зарядном напряжении 43 kV . Этот импульс использовался для сжатия плазменной струи, поступающей в межэлектродный промежуток $A-C_2$ через отверстие в заземленном электроде (см. рис. 1). Синхронизация сильноточного разряда и ДР осуществлялась с помощью внешнего генератора запускающих импульсов.

Опишем более детально работу схемы инжектирования плазмы металла, которая приведена на рис. 1. Для инициирования дугового разряда к электроду C_1 (катод) прикладывался импульс напряжения с амплитудой 10 kV . После пробоя (по поверхности изолятора высотой $2.5-3 \text{ mm}$) вакуумного промежутка C_1-A в цепи дугового разряда возникал ток с амплитудой $8-8.5 \text{ kA}$, обеспечиваемый конденсаторов емкостью $10 \mu\text{F}$, заряженным до напряжения 10 kV . За счет того что в цепи дуги устанавливалось ограничивающее сопротивление 0.5Ω , разряд являлся аперийодическим. Время нарастания тока в контуре ДР составляло $6 \mu\text{s}$.

При возникновении в цепи ДР тока на поверхности катода возникало катодное пятно, испаряющее и ионизирующее материал катода [18]. Создаваемая таким образом плазма, проходя через цилиндрический канал (диаметром 1 mm и высотой 5 mm) в электроде A попадала в межэлектродный промежуток сильноточного генератора XPG-1. В теле электрода C_2 имеется отверстие диаметром 2 mm , сквозь которое проходит основная часть плазменной струи. Как показали проведенные эксперименты (см. ниже), состав вещества, заполняющего межэлектродный зазор сильноточного генератора, определяется в основном материалом катода, используемого в ДР. В экспериментах использовались следующие материалы катода: алюминий, медь, железо и олово.

Необходимо заметить, что в струе имеется некоторое количество водорода, кислорода и углерода (особен-

но при первом срабатывании дугового разряда). Эти примеси появляются за счет испарения поверхности изолятора. Однако через 2–3 срабатывания ДР поверхность изолятора покрывается пленкой из испаренного металла, и количество примесей в образующейся плазме сокращается.

1.2. Диагностическая аппаратура

Регистрация тока сильноточного генератора и напряжения на пинче осуществлялась с помощью индуктивной петли и высокоомного активного делителя. Калибровка индуктивных петель проводилась по показаниям шунта. Кроме того, с помощью дополнительного шунта регистрировался ток в цепи вакуумного дугового разряда.

Для регистрации изображения плазменной струи, формируемой с помощью дугового разряда, использовалась камера-обскуры. Диаметр отверстия камеры-обскуры составлял $70\ \mu\text{m}$. Для определения зависимости начального диаметра плазменной струи от времени использовался хронограф ФЭР-7 с щелевой разверткой изображения. Для регистрации спектрального состава излучения использовался обзорный спектрограф с кристаллом слюды в качестве диспергирующего элемента.

Набор из трехвакуумных рентгеновских диодов (ВРД) с алюминиевым фотокатодом, расположенных за различными фильтрами, использовался для регистрации временных и спектральных характеристик излучения пинча.

1.3. Методика определения пространственных характеристик источника излучения

При определении размеров рентгеновских источников микронного размера становится неприменимым обычный способ — с помощью камеры-обскуры. Размер точечного источника излучения оценивался по размерам области полутени изображения тестового объекта (рис. 2). В качестве тестового объекта использовалась стальная сетка из проводников с диаметром $30\ \mu\text{m}$ и шагом сетки $250\ \mu\text{m}$. Как показано на рис. 3, размер области полутени зависит от размера источника и коэффициента увеличения. Размер источника определялся по формуле:

$$D = C(A/B), \quad (1)$$

где D — диаметр источника, A — расстояние от источника до тестового объекта, B — расстояние от тестового объекта до пленки, C — размер области полутени.

Изображение тестового объекта регистрировалось либо на пленку Микрат-200, либо на пленку РФ-3, расположенную за фильтром из каптона толщиной $24\ \mu\text{m}$. Диапазон излучения, регистрируемого на пленке, определяется, с одной стороны, пропусканием фильтра, с другой — чувствительностью фотопленки. В нашем случае регистрировалось изображение тестового объекта в диапазоне энергии квантов от 1.5 до 3 keV.

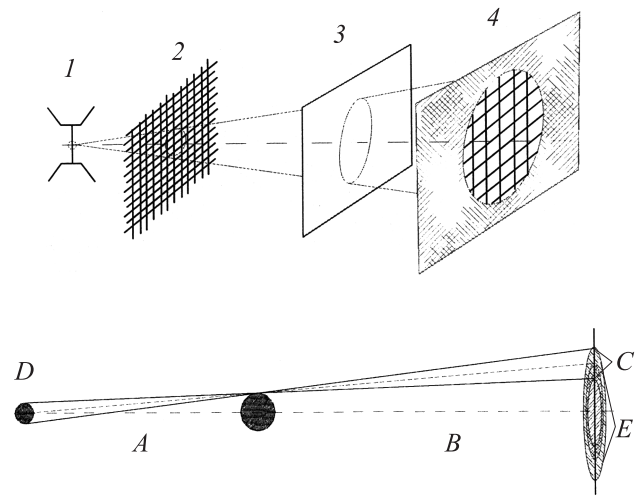


Рис. 2. Схема определения размера источника рентгеновского излучения по области полутени. D — диаметр источника, A — расстояние от источника до тестового объекта, B — расстояние от тестового объекта до пленки, C — размер области полутени, E — область тени для идеального точечного источника. 1 — PZ-пинч, 2 — тестовый объект-сетка, 3 — фильтр, 4 — фотопленка.

Изображение тестового объекта, полученное на пленке, демонстрировалось в горизонтальном и вертикальном направлениях. Размер источника излучения определялся из денситограмм по формуле (1). Уровень плотности фонового почернения пленки D_{zero} определялся вблизи изображения тестового проводника. Плотность

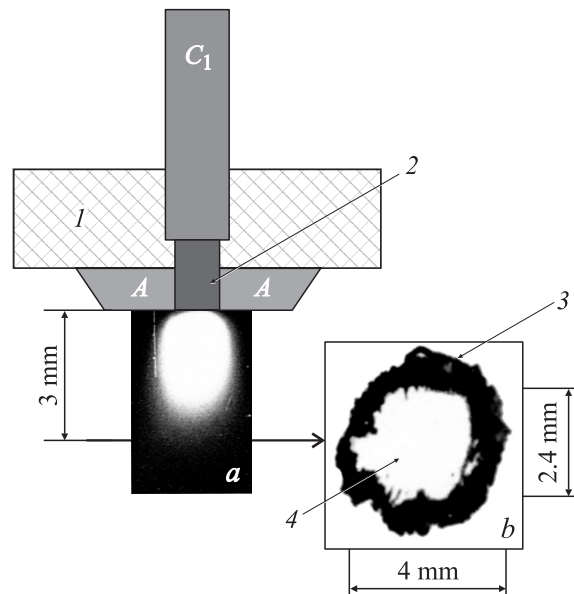


Рис. 3. Определение пространственных характеристик ДР. C_1 — высоковольтный электрод дугового разряда; A — анод (обратный токопровод сильноточного генератора). a — обскурограмма свечения струи ДР; b — отпечаток струи ДР на фотопленке, расположенной поперек струи на расстоянии 3 mm от среза электрода „A“.

почернения пленки D_{01} соответствует 10% от разницы максимального значения плотности почернения и плотности фонового почернения пленки D_{zero} . Размер L_1 соответствует размеру изображения на уровне плотности почернения D_{01} . Размер L_{mesh} соответствует геометрическому размеру проводника диаметром $30 \mu\text{m}$ на пленке с учетом коэффициента увеличения. Размер области полутени определялся как разность $L_1 + L_{mesh}$.

1.4. Методика определения начального диаметра плазменной струи

Диаметр плазменной струи затруднительно определить по ее собственному свечению, так как размер области свечения расширяющейся струи может не соответствовать реальному размеру токопроводящего столба плазмы. С одной стороны, это обусловлено тем, что интенсивность собственного свечения плазменной струи в значительной степени зависит от концентрации, а с другой — тем, что регистрирующая аппаратура имеет конечную чувствительность. Для более точного определения начального диаметра плазменной струи использовался хронограф со щелевой разверткой. В этом случае регистрировалась временная развертка процесса сжатия плазменной струи при срабатывании высокопоточного генератора XPG-1 в различные моменты времени относительно начала протекания тока в цепи дугового разряда. Данная методика позволила более точно определить диаметр струи, так как ток высокопоточного генератора, протекающий по внешней границе струи, создавал интенсивное свечение, уверенно регистрируемое с помощью хронографа. Начальный диаметр плазменной струи, определенный по данной методике, использовался для определения зависимости массы струи от времени инжекции (см. ниже).

2. Результаты экспериментов

2.1. Характеристики дугового разряда

На рис. 3 приведено изображение плазменной струи олова на выходе из отверстия в электроде А. Данное изображение получено в оптическом диапазоне с помощью камеры-обскуры без фильтра.

Поскольку из изображения плазменной струи, полученного с помощью камеры-обскуры, трудно судить об угле разлета плазмы, нами был дополнительно получен отпечаток струи на фотопленке. Для получения отпечатка струи на расстоянии 3 mm от среза отверстия в электроде А (см. рис. 3) была установлена фотопленка с эмульсионным слоем, расположенным со стороны струи. По отпечатку на пленке и обскурограмме можно оценить поперечные размеры струи.

После пяти срабатываний ДР фоточувствительная эмульсия на пленке испарилась из области в виде круга с диаметром 4 mm (см. рис. 3), а само основание пленки спеклось также в виде круга диаметром 2.5 mm .

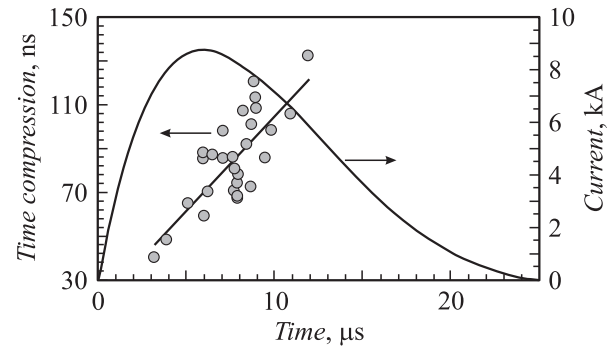


Рис. 4. Осциллограмма тока дугового разряда и экспериментальные значения времени сжатия PZ -пинча при различных значениях времени задержки срабатывания генератора XPG-1 относительно начала протекания тока в цепи дугового разряда.

Таким образом, можно заключить, что основная часть массы струи сосредоточена в пределах угла в 30° , а граница расходимости лежит в пределах угла, близкого к $50\text{--}60^\circ$. Как показано в [9], кинетическая энергия ионов в струе плазмы, образующейся при горении вакуумной дуги, составляет приблизительно 30 eV как для оловянного, так и для алюминиевого катода. Электронная температура такой плазмы составляет не менее 3 eV , а средняя кратность ионизации паров металла находится в пределах от 3.3 до 3.7 . По всей видимости, спекание основы пленки объясняется именно значительной температурой, присущей такой плазме.

На рис. 4 приведены типичная осциллограмма тока ДР с оловянным катодом и экспериментальные значения времени сжатия PZ -пинча при различном времени задержки срабатывания установки XPG-1 относительно начала протекания тока в цепи дугового разряда T_{del} . Данные приведены для случая, когда в цепи дугового разряда использовался оловянный катод. Время T_{del} не превышало $12 \mu\text{s}$ поскольку при его больших значениях сжатие происходило слишком поздно, а вспышка рентгеновского излучения была слишком слабой. Из приведенных на рис. 4 экспериментальных данных можно заключить, что плазма дуги начинает заполнять межэлектродный промежуток генератора тока через $2\text{--}2.5 \mu\text{s}$ после зажигания дуги. Если расстояние от места расположения катода дуги до высоковольтного электрода генератора XPG-1 10 mm , среднemasсовая скорость распространения плазмы составляет $V_{arc} = (4\text{--}5) \cdot 10^5 \text{ cm/s}$. Близкие значения среднemasсовой скорости распространения плазмы вакуумного дугового разряда были получены и в работе [13].

2.2. Определение погонной массы плазменной струи

Масса плазменной струи M_{pinch} , вовлекаемая в процесс сжатия PZ -пинча, оценивалась по модели „снежного плуга“ [20]. В расчетах предполагалось, что масса струи распределена равномерно внутри некоторого

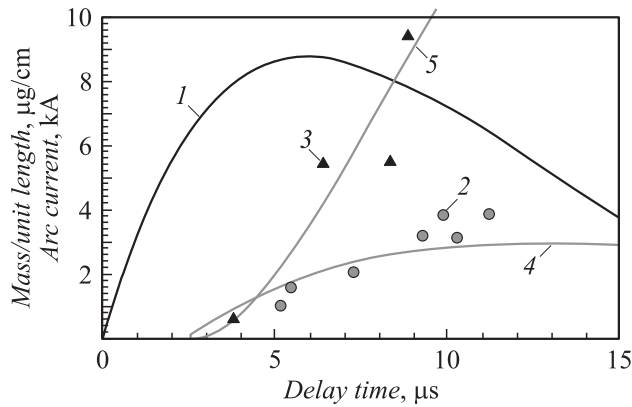


Рис. 5. Временная зависимость тока дуги и погонной массы PZ-пинча. 1 — осциллограмма тока $I_{arc}(t)$ дугового разряда; 2, 3 — оценка массы плазменной струи по модели „снежного плуга“ для межэлектродного зазора 1.5 и 7 mm соответственно; 4 — временная зависимость погонной массы плазменной струи $M_{arc}(t)$; 5 — временная зависимость погонной массы плазменной струи $M_{int}(t)$.

начального диаметра. Начальный диаметр струи определялся экспериментально по методике, описанной в разд. 1.4. Расчет проводился с учетом экспериментальных осциллограмм тока через сжимающийся пинч. При этом подбиралась такая масса пинча, чтобы расчетное и экспериментально регистрируемое время сжатия совпадали.

Определение масс плазменной струи производилось для двух разных величин межэлектродного промежутка A–C₂ (см. рис. 1): $L_{gap} = 1.5$ и 7 mm. В данных экспериментах был использован оловянный катод.

Оценим ожидаемые величины погонной массы пинча для вышеуказанных режимов. При межэлектродном промежутке в $L_{gap} = 1.5$ mm основная часть плазменной струи уходила из межэлектродного зазора через отверстие $D = 2$ mm в электроде C₂ (см. рис. 1). Погонная масса пинча $M_{pinch1.5}$ для этого режима равна погонной массе струи $M_{arc}(t)$. Масса $M_{arc}(t)$ в момент времени t может быть найдена как

$$M_{pinch1.5}(t) = M_{arc}(t) = \frac{m}{V_{arc}t} \int_0^t I_{arc}(t) dt, \quad (2)$$

где V_{arc} — средне-массовая скорость распространения пароплазменной струи, $I_{arc}(t)$ — ток дугового разряда, t — время, m — величина ионной эрозии катода дуги ($m = 70-130$ mg/C [21–23]).

Временная зависимость погонной массы $M_{pinch1.5}(t)$, рассчитанная по формуле (2), приведена на рис. 5 (кривая 4).

При межэлектродном промежутке $L_{gap} = 7$ mm струя плазмы при угле расхождения 60° расширяется до размеров, больших диаметра отверстия в электроде C₂ (см. рис. 1). Вследствие этого в межэлектродном зазоре A–C₂ происходит накопление массы вещества.

В первом приближении погонная масса пинча M_{pinch7} в этом режиме равна полной массе вещества, испаренного с катода за время t , усредненной на величину межэлектродного зазора:

$$M_{pinch7}(t) = M_{int}(t) = \frac{m}{L_{gap}} \int_0^t I_{arc}(t) dt. \quad (3)$$

Временная зависимость погонной массы $M_{pinch7}(t)$, рассчитанная по формуле (3) при $m = 150$ mg/C, приведена на рис. 5 (кривая 5), а также приведены величины M_{pinch} , полученные по модели „снежного плуга“, учитывающей результаты экспериментов для режимов с $L_{gap} = 1.5$ (кружочки) и 7 mm (треугольники).

Как видно из рис. 5, значения погонной массы плазменного пинча, оцененные по экспериментальным данным с помощью расчетов по модели „снежного плуга“, достаточно хорошо согласуются с оценками этого же параметра при допущении, что величина ионной эрозии оловянного катода составляет $m = 150$ mg/C. Полученная нами величина ионной эрозии материала катода несколько выше значений, найденных в работе [21] (83 mg/C) и [22] (123 mg/C). Однако в этих работах эксперименты по определению величины ионной эрозии катода были проведены при токе вакуумной дуги 100 А. При увеличении тока дуги (в нашем случае до 8.5 kA) следует ожидать и увеличения ионной эрозии.

Сравнив погонную массу пинча для межэлектродных зазоров $L_{gap} = 1.5$ и 7 mm, можно заключить, что при увеличении межэлектродного зазора вещество струи начинает накапливаться в межэлектродном промежутке и по значению становится ближе к интегралу испаренной массы.

2.3. Пространственно-временные характеристики излучающей области PZ-пинча

При проведении данной серии экспериментов межэлектродное расстояние генератора XPG-1 варьировалось в пределах от 0.9 до 1.5 mm. Было установлено, что

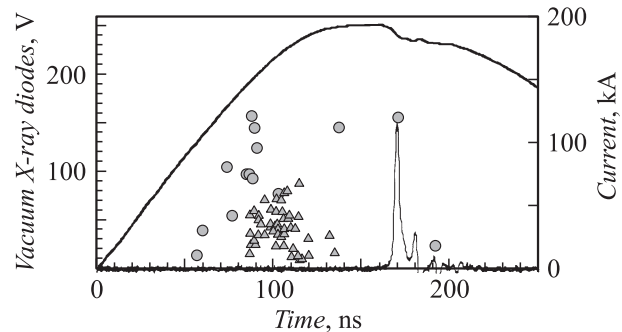


Рис. 6. Типичные осциллограммы тока и сигнала с ВРД. Кружочками показаны амплитудные значения сигналов ВРД при использовании ДР с медным катодом. Треугольниками показаны амплитудные значения сигналов ВРД при использовании X-пинча.

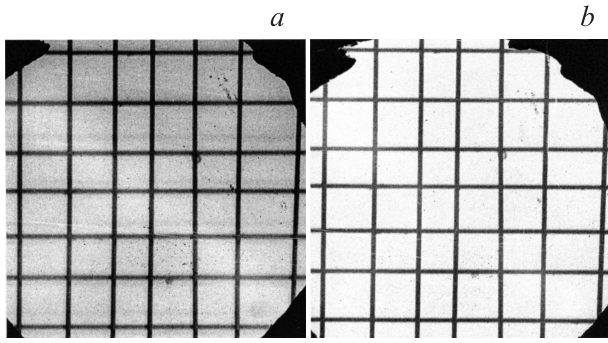


Рис. 7. Изображение тестового объекта (сетка из стальных проводников диаметром $30\ \mu\text{m}$), расположенного за фильтром из каптона толщиной $24\ \mu\text{m}$ с 9-кратным увеличением, *a* — алюминиевый ДР; *b* — оловянный ДР.

при межэлектродном расстоянии меньше $1.2\ \text{mm}$ наблюдается резкое снижение уровня мощности излучения, а при зазоре $0.9\ \text{mm}$ происходит полное закорачивание межэлектродного промежутка плазмой, образующейся на электродах. Увеличение межэлектродного расстояния более $1.5\ \text{mm}$ приводило к образованию двух и более горячих точек, а затем и к снижению тока в нагрузке. Оптимальное расстояние между электродами в данной геометрии было определено как $1.3\ \text{mm}$.

Типичные осциллограммы тока генератора XPG-1 через нагрузку и сигнала ВРД за фильтром из майлара толщиной $3\ \mu\text{m}$ приведены на рис. 6. Характерная ширина импульса ВРД на полувысоте составляла $3\ \text{ns}$. На рис. 6 также приведены амплитудные значения сигналов с ВРД при использовании X-пинча (4 вольфрамовых проводника диаметром $13\ \mu\text{m}$). Выстрелы с X-пинчем

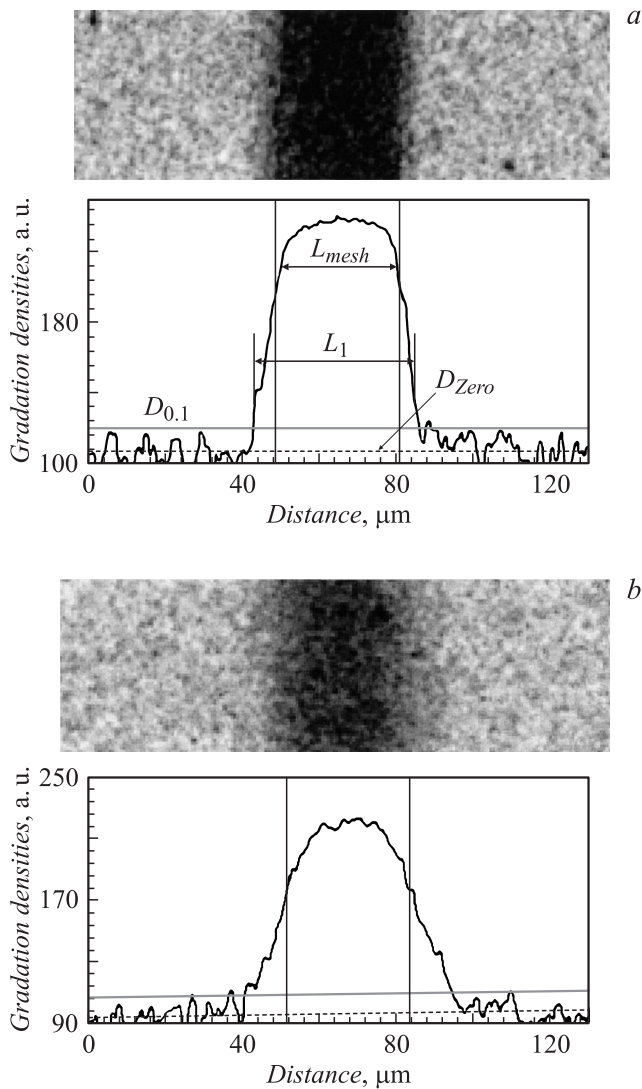


Рис. 8. Определение пространственных размеров излучающей области PZ-пинча на основе плазменной струи алюминия. *a* — изображение и денситограмма вертикальных проводников диаметром $30\ \mu\text{m}$; *b* — изображение и денситограмма горизонтальных проводников диаметром $30\ \mu\text{m}$.

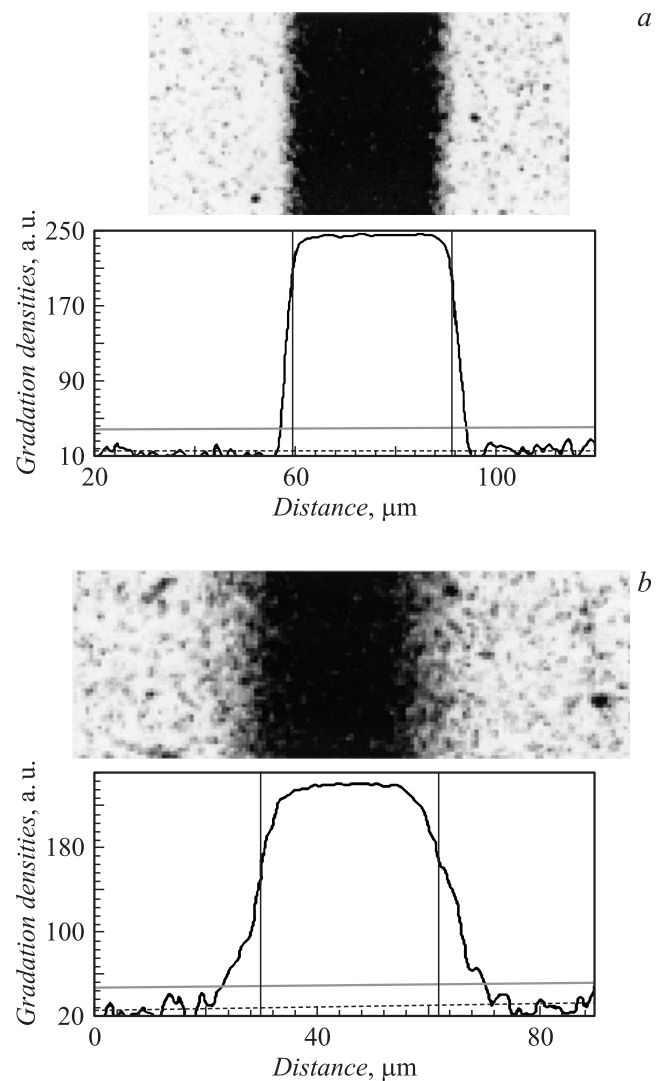


Рис. 9. Определение пространственных размеров горячей точки излучающей области PZ-пинча на основе плазменной струи олова. *a* — изображение и денситограмма вертикальных проводников диаметром $30\ \mu\text{m}$; *b* — изображение и денситограмма горизонтальных проводников диаметром $30\ \mu\text{m}$.

Источник плазмы	Размер источника рентгеновского излучения в диапазоне 1.5–3 keV, μm	Сигнал ВРД за фильтром из майлара толщиной 3 μm , V	Число выстрелов без разборки
ДР с оловянным катодом	7 × 17	85	30
ДР с алюминиевым катодом	13 × 24	55	30
ДР с медным катодом	17 × более 50	75	30
ДР с железным катодом	15 × 50	95	30
X-пинч четыре вольфрамовых проводника диаметром 13 μm	3 × 3	45	1

были сделаны на этом же сильноточном генераторе при тех же параметрах тока. Как видно из рис. 6, уровень сигнала ВРД за фильтром из майлара толщиной 3 μm при использовании *PZ*-пинча выше по сравнению с *X*-пинчем. Максимальный уровень сигнала наблюдался вблизи максимума тока генератора. Как пространственные, так и временные характеристики излучающей области *PZ*-пинча определялись в выстрелах с максимальной амплитудой сигналов ВРД, при этом время задержки T_{del} составляло 6–7 μs , а время сжатия пинча 90–110 ns. Методика определения пространственных характеристик *PZ*-пинча приведена в разд. 1.3. Типичные изображения тестового объекта приведены на рис. 7.

Денситограммы изображения вертикальных и горизонтальных проводников сетки для *PZ*-пинча при использовании ДР с алюминиевым и оловянным катодами приведены на рис. 8 и 9.

Анализ изображения вертикальных линий, приведенных на рис. 9, показал, что горизонтальные размеры источника рентгеновского излучения для ДР с оловянным катодом составляют $7 \pm 2 \mu\text{m}$. Соответственно анализ изображения горизонтальных линий позволяет заключить, что вертикальные размеры такого источника составляют $17 \pm 2 \mu\text{m}$. Аналогичным образом были найдены пространственные размеры источника рентгеновского излучения при использовании в качестве катода ДР других материалов. Полученные данные приведены в таблице, кроме того, в ней приведены амплитуды сигналов ВРД за фильтром из майлара толщиной 3 μm (диапазон энергий квантов 0.15–0.284 и выше 0.6 eV).

Для сравнения *PZ*-пинча с *X*-пинчем с точки зрения радиографии в таблице показаны аналогичные данные для *X*-пинча. Видно, что *PZ*-пинч выигрывает по мощности излучения и проигрывает по размеру источника. Однако простота использования *PZ*-пинча компенсирует последний недостаток.

2.4. Спектральные характеристики излучающей области *PZ*-пинча

Спектральные характеристики изучались с помощью набора ВРД и спектрографа для *PZ*-пинча на основе ДР с алюминиевым катодом. На полученном спектре (см. рис. 10) хорошо видны линии водородно- и гелиоподобных ионов алюминия.

С использованием данного спектра и показаний трех ВРД за различными фильтрами решалась обратная задача по восстановлению мощности излучателя в различных диапазонах. В экспериментах использовались ВРД с алюминиевыми фотокатодами, расположенными за фильтрами: 1 — из майлара толщиной 3 μm ; 2 — из алюминия толщиной 8 μm ; 3 — из каптона толщиной 24 μm . Графики чувствительности ВРД за различными фильтрами приведены на рис. 11. Чувствитель-

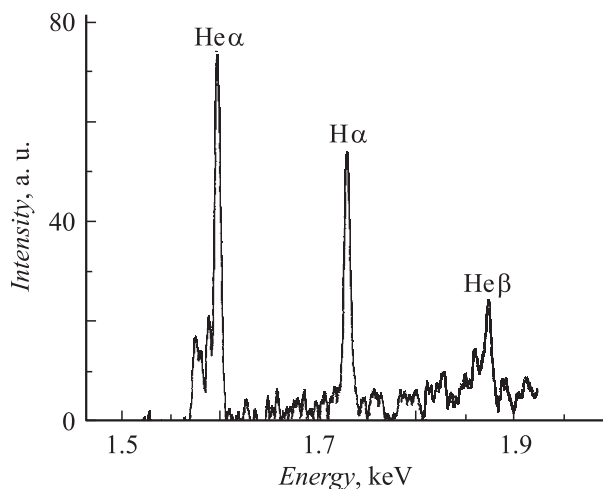


Рис. 10. Спектр излучения алюминиевого *PZ*-пинча.

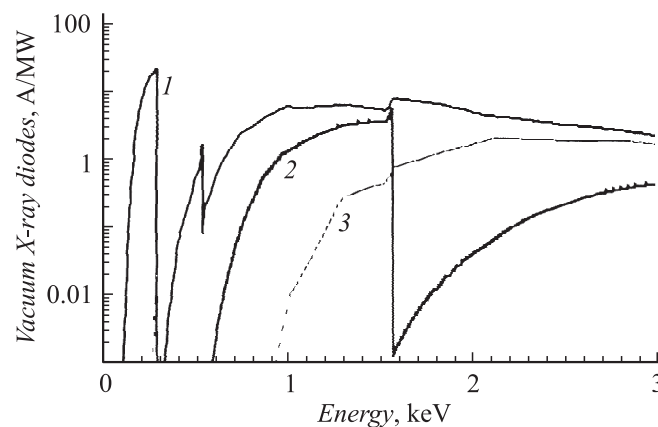


Рис. 11. Кривые чувствительности ВРД с алюминиевым катодом за различными фильтрами.

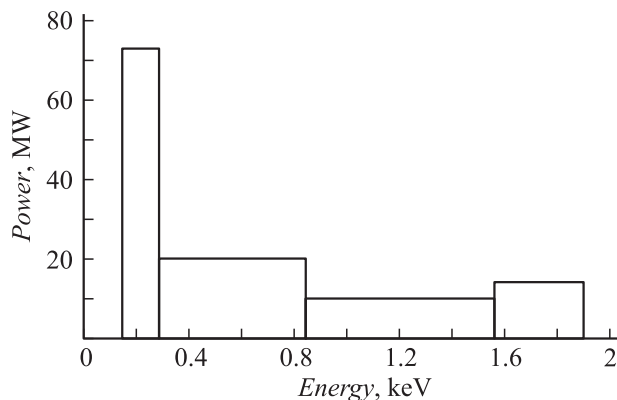


Рис. 12. Усредненный спектр излучения *PZ*-пинча на основе паров алюминия, полученный из решения обратной задачи на основе экспериментальных данных.

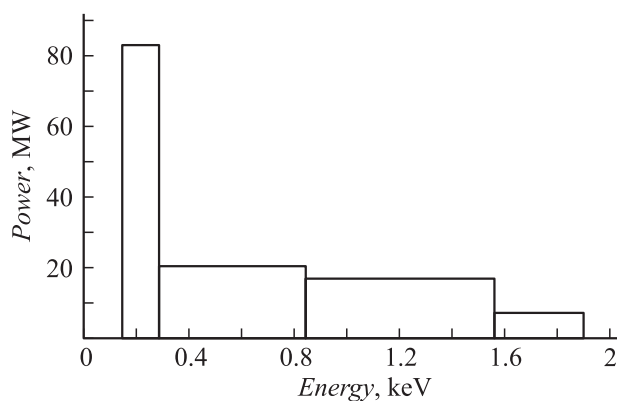


Рис. 13. Усредненный спектр излучения *PZ*-пинча на основе паров олова, полученный из решения обратной задачи на основе экспериментальных данных.

ность усреднялась по диапазонам энергии 0.15–0.284, 0.284–0.84, 0.84–1.56, 1.56–1.9 keV, которые соответствуют чувствительности ВРД на уровне 0.1 от ее максимального значения. По результатам решения обратной задачи была построена спектральная зависимость мощности излучения *PZ*-пинча, которая приведена на рис. 12. На рис. 13 приведена аналогичная спектральная зависимость, рассчитанная для оловянного *PZ*-пинча. Длительность рентгеновского излучения на полувысоте за фильтром из майлара толщиной $3\ \mu\text{m}$ составляла 2.7–3.1 ns, за фильтром из алюминия толщиной $8\ \mu\text{m}$ — 2.3–2.6 ns, а за фильтром из каптона толщиной $24\ \mu\text{m}$ — 1.8–2.0 ns.

При проведении экспериментов было замечено, что использование легко испаряемых материалов (олово, алюминий, медь) при изготовлении катода сильноточного генератора приводило к появлению спектральных линий материала электрода в спектре *PZ*-пинча. Только после того как в катод сильноточного генератора была поставлена вставка из тугоплавкого вещества — молиб-

дена, спектр излучения *PZ*-пинча начал соответствовать материалу катода дугового разряда.

Важно, что излучение *PZ*-пинча лежит в интервале до 3 keV и, в отличие от *X*-пинча, *PZ*-пинч не излучает в жесткой области спектра. Данное утверждение основывается на том факте, что при регистрации излучения *PZ*-пинча на две фотопленки, которые располагались одна за другой, на второй пленке изображение отсутствовало.

Полный за импульс выход излучения в спектральном диапазоне 1.56–1.9 keV (*K*-излучение алюминия) составил для пинча из алюминия — 30–50 mJ. Согласно оценкам по широко используемой двухуровневой модели генерации *K*-излучения в плазменных пинчах [24], при таком уровне тока максимальный выход излучения может достигать 70 mJ, что хорошо согласуется с экспериментом. Высокое значение выхода *K*-излучения алюминия, наличие в спектрах ярких линий водородно- и гелиеподобных ионов алюминия, а также сильная чувствительность размера источника и мощности излучения от материала катода ДР подтверждает предположение, что в элементном составе струи ДР в наших экспериментальных условиях преобладает материал катода.

Полученные значения полного за импульс выхода мягкого рентгеновского излучения при работе с отечественными фотопленками типа Микрат обеспечивают уверенную засветку на расстояния до 1.5 m. Это легко позволяет располагать тестируемые объекты между источником излучения и приемником для реализации как проекционной, так и контактной схем радиографии с пространственным разрешением 10–20 μm .

Заключение

Проведенные нами эксперименты по разработке источника рентгеновского излучения микронных размеров на основе использования дугового разряда и малогабаритного сильноточного генератора показали перспективность данной схемы для импульсной радиографии в мягком рентгеновском диапазоне спектра.

Показано, что при использовании струи плазмы дугового разряда в качестве нагрузки для сильноточного генератора тока при межэлектродном зазоре 1.3–1.5 mm формируется единичный источник излучения. Размер излучающей области *PZ*-пинча в диапазоне энергий квантов от 1.5 до 3 keV составляет $13 \pm 2\ \mu\text{m}$ в диаметре и $24 \pm 2\ \mu\text{m}$ в высоту для струи из алюминия, $7 \pm 2\ \mu\text{m}$ в диаметре и $17 \pm 2\ \mu\text{m}$ в высоту для струи из олова. Длительность вспышки рентгеновского излучения составляет 2–3 ns. Полный за импульс выход излучения в спектральном диапазоне 1.56–1.9 keV достигает 50 mJ в полный телесный угол.

С точки зрения импульсной радиографии, в мягком рентгеновском диапазоне спектра применение *PZ*-пинча хотя и уступает *X*-пинчу в пространственным разрешении, имеет два существенных преимущества. Первое —

энергия квантов излучения *PZ*-пинча лежит в диапазоне до 3 keV и плазма не излучает в более жесткой области спектра. Это способствует более высокой контрастности изображений. Второе — отсутствует как необходимость в разборке вакуумной камеры после каждого срабатывания, так и необходимость трудоемкой процедуры установки нагрузки из микропроводников. Ресурс работы дугового разряда составляет около 50 срабатываний без переборки. После шлифовки торцевой части катода устройство снова готово к работе.

Разработанный метод позволяет проводить радиографические исследования микрообъектов толщиной 1–1000 μm с пространственным разрешением 10–20 μm при временном разрешении 2–3 ns. Малые габариты и вес высокопоточного генератора и всей системы в целом позволяют транспортировать его и использовать в других лабораториях, что открывает возможность проведения целого ряда новых экспериментов по исследованию быстропротекающих процессов, а также биологических объектов.

Авторы выражают признательность Г.Ю. Юшкову за полезные советы и помощь при разработке конструкции источника плазмы на основе вакуумного дугового разряда и И.В. Русских за помощь при оформлении данной статьи.

Работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований № 08-08-00163-а, 10-08-00846-а, 09-08-00734-а и программой президиума РАН „Проблемы физической электроники, пучков заряженных частиц, генерации электромагнитного излучения в системах большой мощности“.

Список литературы

- [1] *Pikuz S.A., Sinars D.B., Shelkovenko T.A., Chandler K.M., Hammer D.A., Skobelev I.Yu., Ivanenko G.V.* // JETP Lett. 2002. Vol. 76. N 8. P. 490–494.
- [2] *Sinars D.B., Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Min Hu, Romanova V.M., Chandler K.M., Greenly J.B., Hammer D.A., Kusse B.R.* // Phys. Plasmas. 2000. Vol. 7. N 2. P. 429–432.
- [3] *Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Sinars D.B., and Hammer D.A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2005. Vol. 33. N 2. P. 580–581.
- [4] *Shelkovenko T.A., Sinars D.B., Pikuz S.A., and Hammer D.A.* // Phys. Plasmas. 2001. Vol. 8. N 4. P. 1305–1318.
- [5] *Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Song B.M., Chandler K.M., Mitchell M.D., Hammer D.A., Ivanenko G.V., Mingaleev A.R., Romanova V.M.* // Phys. Plasmas. 2005. Vol. 12. P. 033 102 (1–7).
- [6] *Beg F.N., Krushelnick K., Lichtsteiner P., Meakins A., Kennedy A., Kajumba N., Burt G., Dangor A.E.* // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82. N 25. P. 4602–4604.
- [7] *Beg F.N., Ciardi A., Ross I., Y. Dangor A.E., Krushelnick K.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. Vol. 34. N 5. P. 2325–2329.
- [8] *Beg F.N., Zhang T., Fedin D., Beagen B., Chua E., Lee J.Y., Rawat R.S., Lee P.* // Physica Scripta. 2007. Vol. 76. P. 134–138.

- [9] *Ratahin N.A., Fedushchak V.F., Erfort A.A., Zharova N.V., Zhidkova N.A., Chajkovsky S.A., Oreshkin V.I.* // Russ. Phys. J. 2007. Vol. 50. P. 193.
- [10] *Rousskikh A.G., Oreshkin V.I., Chaikovsky S.A., Labet-skaya N.A., Shishlov A.V., Beilis I.I., Baksht R.B.* // Phys. Plasmas. 2008. Vol. 15. P. 102 706.
- [11] *Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Hammer D.A., Tilikin I.N., Mingaleev A.R., Chaikovsky S.A.* // APS DPP Meeting Bulletin of the American Phys. Soc. 2009. Vol. 54. N 15. NP800076.
- [12] *Lafferty J.M.* Vacuum Arcs-Theory and Applications. NY: Wiley, 1980.
- [13] *Mesyats G.A., Proskurovsky D.I.* Pulsed Electrical Discharge in Vacuum. Berlin: Springer, 1989.
- [14] *Anders A., Anders S., Juttner B., Botticher W., Luck H., Schroder G.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1992. Vol. 20. P. 466.
- [15] *Juttner B., Puchkarev V.F., Hantzsche E., Beilis I.* Handbook of Vacuum Arc Science and Technology / Ed. by R.L. Boxman, D.M. Sanders, and P.J. Martin. NJ: Noyes, Park Ridge, 1995. P. 73–281.
- [16] *Mesyats G.A.* Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: The Breakdown, the Spark, and the Arc. M.: Nauka, 2000.
- [17] *Koshelev K.N., Pereira N.R.* // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 10. P. R21.
- [18] *Бакут Р.Б., Кабламбаев Б.А., Раздобарин Г.Т., Ратахин Н.А.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 6. С. 1245.
- [19] *Anders A., Yushkov G.T.* // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 91. N 8. P. 4824.
- [20] *Ryutov D.D., Derzon M.S., Matzen M.K.* // Rev. Mod. Phys. 2000. Vol. 72(1). P. 167.
- [21] *Anders A., Oks E.M., Yushkov G.Ty., Savkin K.P., Brown I.G., Nikolaev A.G.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2005. Vol. 33. Is. 5. Part 1. P. 1532–1536.
- [22] *Daalder J.E.* J. Phys. D: Appl. Phys. 1975. Vol. 8. P. 1647–1659.
- [23] *Beilis I.I.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2001. Vol. 29. N 5. P. 657–670.
- [24] *Mosher D., Qi N., Krishnan M.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. Vol. 26. N 3. P. 1052–1061.