

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВЫЗВАННОЙ ЭЛЕКТРОНАМИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ, УСКОРЕННЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

*А. А. Ерохин, А. С. Кишинец, Ю. В. Коробкин, И. В. Романов,
В. М. Романова, А. А. Рупасов*, А. С. Шиканов*

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 февраля 2001 г.

Представлены результаты экспериментов по исследованию спектральных, пространственных и временных характеристик точечного спектрально-яркого рентгеновского источника с энергией фотонов около 4.5 кэВ на основе вакуумного диода с лазерно-плазменным катодом и игольчатым титановым анодом. Проведенные исследования позволили выявить существенные различия в процессах электронной эмиссии из лазерной плазмы в сильном электрическом поле и взрывной электронной эмиссии, показали эффективность использования лазерной плазмы в качестве источника электронов. Оптимизация плотности мощности лазерного излучения, ускоряющего напряжения и межэлектродного расстояния позволила создать точечный рентгеновский источник, по спектральной яркости превосходящий уже существующие источники в классе малогабаритных импульсных рентгеновских приборов (трубки со взрывными катодами). Экспериментально доказано, что в случае оптимального выбора ускоряющего напряжения достигается максимальный контраст характеристических линий материала анода. Рентгеновский источник имеет следующие характеристики: 1) спектральную яркость K -линий титана порядка 10^{21} фотонов/см²·с·ср·кэВ; 2) размер излучающей области 250 мкм; 3) длительность рентгеновского импульса менее 20 нс.

PACS: 52.25.Nr, 52.50.Jm, 52.80.Vp, 78.70.-g

1. ВВЕДЕНИЕ

Микроскопия стационарных и нестационарных объектов с высокими градиентами плотности и показателя преломления, к которым можно отнести кристаллические структуры, высокотемпературную плазму, биосреды, требует импульсных, спектрально-ярких, контрастных источников рентгеновского излучения. В настоящее время для генерации коротких рентгеновских импульсов широко используются рентгеновские трубки со взрывными катодами, а также плазма, создаваемая мощным лазерным излучением. Обладая несомненными достоинствами, каждый из методов имеет определенные недостатки. Широкий спектр излучения лазерной плазмы, значительный энерговклад, необходимый для

достижения ее высокой электронной температуры и смещения максимума излучения в область нескольких килоэлектронвольт, не позволяют создать малогабаритный, высокоэффективный, контрастный источник рентгеновских квантов. В рентгеновских трубках со взрывной электронной эмиссией нижний порог рабочего напряжения составляет не менее 50 кВ, что понижает контраст линий характеристического излучения элементов с малым порядковым номером. В диапазоне ускоряющих напряжений ≤ 20 кВ невозможно существование стабильной взрывной электронной эмиссии, что затрудняет синхронизацию источника с диагностической аппаратурой. В связи с этим, как известно из работ [1–4], одним из перспективных направлений в создании малогабаритного, спектрально-яркого, контрастно-го рентгеновского источника является исследование

*E-mail: rupasov@mail1.lpi.ac.ru

вакуумного диода с лазерно-плазменным катодом, позволяющего получать излучение в области длин волн, определяемой материалом анода. Рентгеновский диод с лазерно-плазменным катодом обладает следующими преимуществами.

1) Электронная температура, концентрация, скорость разлета лазерной плазмы, по крайней мере на порядок превышающие соответствующие характеристики катодной плазмы при взрывной электронной эмиссии (в равных условиях по прикладываемому напряжению и геометрии электродов), определяют высокую эмиссионную способность лазерно-плазменного катода, увеличивая тем самым полный ток разряда и спектральную яркость источника.

2) Высокая эмиссионная способность лазерно-плазменного катода наблюдается даже при малых значениях рабочего напряжения. В частности, при $U = (3-4)U_0$ (U_0 — порог возбуждения характеристического излучения материала анода) достигается максимум отношения интенсивности характеристического излучения к интенсивности тормозного излучения [5]. С увеличением напряжения выход излучения в K -линиях насыщается или даже начинает уменьшаться [6]. Между тем выход тормозного излучения с увеличением напряжения только повышается. Следовательно, наибольший контраст излучения в K -линиях получается при приложении оптимального напряжения, которое мы используем в нашем эксперименте.

3) Использование игольчатого анода позволяет осуществить режим точечного источника.

4) Управление ускоряющим напряжением, а также использование различных материалов анода позволяют получить контрастное линейчатое рентгеновское излучение в достаточно широком спектральном диапазоне.

5) Стабильность выходных характеристик, простота синхронизации с диагностической аппаратурой, низкая операционная стоимость.

2. ОЦЕНКА ЭМИССИОННОЙ СПОСОБНОСТИ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО КАТОДА

При воздействии на плоскую мишень лазерного излучения с небольшой плотностью мощности (характерные потоки, используемые нами в экспериментах, 10^{10} – 10^{12} Вт/см²) характеристики образуемой плазмы могут быть с хорошей точностью оценены с помощью автомодельного приближения [7].

При таких потоках поглощение лазерной энергии происходит в короне плазмы благодаря обратному тормозному механизму. В этом случае электронная температура плазмы в области поглощения определяется выражением

$$T [\text{эВ}] = 5 \left(\frac{P\lambda}{10^{10}} \right)^{4/9} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{2/9} (\bar{Z}_i L \Lambda)^{2/9},$$

где P — плотность мощности лазерного излучения на мишени в Вт/см², λ — длина волны излучения лазера, выраженная в мкм, A и Z — соответственно атомные масса и номер мишени, \bar{Z}_i — средний заряд ионов плазмы, Λ — кулоновский логарифм, L — масштаб неоднородности плотности в мкм, соответствующий диаметру фокального пятна лазерного пучка (в случае воздействия лазерным импульсом наносекундной длительности).

Так, при $P = 10^{10}$ Вт/см², $\lambda = 1$ мкм температура лазерной плазмы на алюминиевой мишени составляет 30–35 эВ. При дальнейшем расширении плазменного облака происходит его адиабатическое охлаждение, и на расстоянии в несколько миллиметров от мишени электронная температура $T \leq 10$ эВ. Полное количество частиц в плазме определяется выражением [8]

$$N = \frac{E_L(\gamma - 1)}{2(1 + \bar{Z}_i)kT},$$

где E_L — энергия лазерного излучения, γ — показатель адиабаты, который равен 1.3–1.4, k — константа Больцмана, коэффициент 1/2 учитывает кинетическую энергию плазмы. При степени ионизации $\bar{Z}_i = 3-4$ общее количество электронов в плазме может достигать $3 \cdot 10^{15}$.

Если к сферическому облаку плазмы приложено напряжение U , то за счет ускорения зарядов во внешнем электрическом поле его может покинуть такое количество электронов, заряд которых равен $Q = UR$, где R — радиус облака. В дальнейшем, кулоновские силы будут препятствовать вылету электронов из облака. Ток возрастает благодаря увеличению числа ускоряемых электронов:

$$\frac{dQ}{dt} = U \frac{dR}{dt} = Uv,$$

где v — скорость разлета плазмы. Из этого соотношения следует, что при неизменном ускоряющем напряжении длительность рентгеновского импульса определяется скоростью разлета лазерной плазмы. При $R = 2$ мм (половина расстояния анод–катод) и $U = 20$ кВ заряд равен $Q = 13.3$ ед. СГС, что

эквивалентно $3 \cdot 10^{10}$ электронам. В связи с этим только малая часть ($\sim 10^{-5}$) от общего числа электронов, присутствующих в плазме, участвует в генерации рентгеновского излучения на аноде. Однако необходимо отметить, что приведенная выше оценка является грубой. Для построения более полной модели следует учесть ряд факторов, связанных

а) с ограничениями, вносимыми характеристиками электрической цепи источника (ограничение сверху количества электронов, участвующих в процессе генерации рентгеновского излучения, величиной емкости разрядного контура; влияние индуктивности цепи на форму и длительность токового импульса);

б) с функциональной зависимостью первеанса¹⁾ электронного потока от геометрии источника, скорости границы токоотбора [9], а также с возможным немонотонным распределением потенциала в межэлектродном промежутке [10];

в) с уменьшением пространственного заряда в межэлектродном промежутке вследствие выравнивания проводимостей металла и лазерной плазмы [11], что приводит к увеличению эмиссионной способности катода;

г) с процессами рекомбинации при разлете лазерной плазмы, что в свою очередь приводит к снижению числа ускоряемых электронов в межэлектродном промежутке.

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Разрядный контур источника [1] обладал низкой индуктивностью и состоял из заземленной титановой (алюминиевой) мишени, которая являлась катодом, титанового анода в виде конуса с диаметром острия 250 мкм и конденсатора емкостью 5 нФ, заряд которого, при $U = 20$ кВ соответствующий 10^{-4} Кл (10^{15} электронов), ограничивал количество ускоряемых электрическим полем электронов из лазерной плазмы. Напряжение на конденсаторе поддерживалось источником постоянного напряжения в диапазоне 3–26 кВ. Время заряда конденсатора задавалось высокоомным сопротивлением 100 МОм, которое исключало влияние источника питания на процесс разряда контура. Ток в цепи диода измерялся с помощью пояса Роговского и независимо методом падения напряжения на эталонном низкоиндуктивном сопротивлении 10 мОм. В эксперименте исполь-

¹⁾ Коэффициент пропорциональности в «законе 3/2».

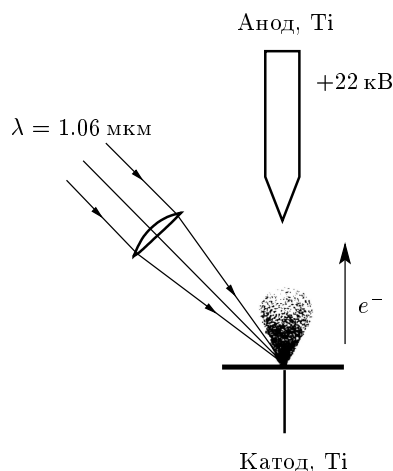


Рис. 1. Геометрия источника рентгеновского излучения с титановым анодом и лазерно-плазменным титановым катодом

зовался неодимовый лазер ($\lambda = 1.06$ мкм) со следующими параметрами: длительность импульса 10 или 30 нс, энергия могла изменяться в диапазоне 10^{-3} –1 Дж. Лазерный пучок фокусировался на плоский катод в пятно радиусом примерно 100 мкм. Максимальная плотность мощности лазерного излучения на мишени $P = 10^{12}$ Вт/см². Давление в разрядной камере составляло 10^{-5} Торр. Из образовавшейся на катоде лазерной плазмы эмитировались электроны, которые ускорялись под действием электрического поля в направлении титанового анода, инициируя рентгеновское излучение в характеристических K - и L -линиях титана и тормозное рентгеновское излучение с максимумом при λ [нм] = $1.86/U$ (U в кВ) [12].

Интенсивность рентгеновского излучения измерялась с помощью кремниевых p - i - n -диодов (Quantrad 100-PIN-250). Диоды, обращенные к титановому аноду, были защищены фильтрами с энергиями отсеки около 3.6 кэВ (100 мкм бериллия, 6 мкм алюминия) и 5.2 кэВ (200 мкм бериллия, 20 мкм алюминия). В свою очередь, диод, предназначенный для измерения интенсивности излучения лазерной плазмы, располагался за анодом источника. Характеристическое и тормозное излучения анода в направлении p - i - n -диода отсекались специально изогнутым свинцовым экраном, фоточувствительная поверхность диода защищалась майларовой пленкой. Квантовый выход рентгеновского излучения в K -линиях анода ($h\nu(K_\alpha) = 4.51$ кэВ и $h\nu(K_\beta) = 4.93$ кэВ) определялся по разности сигналов диодов, обращенных

к нему, исходя из известной величины отклика, равной 0.2 Кл/Дж. Пространственные распределения рентгеновского излучения лазерной плазмы (катода) и титанового анода регистрировались многокадровой камерой-обскурой с фильтрами 10 мкм бериллия (энергия отсечки $E \approx 1$ кэВ) и 10 мкм бериллия с 15 мкм титана ($E \approx 3.8$ кэВ) на рентгеновские пленки УФВР и DEF. Тормозное рентгеновское излучение фиксировалось на пленку DEF, более чувствительную к жесткому излучению и находящуюся за пленкой УФВР, которая являлась дополнительным фильтром. Камера-обскура располагалась относительно электродов диода таким образом, что увеличение изображения объектов составляло $\Gamma \approx 4$.

Спектр излучения (рис. 2) в области K -линий регистрировался на пленку УФВР с помощью кристаллического слюдяного спектрографа (двойное межплоскостное расстояние 19.9 \AA) с двойной фокусировкой. Электронная температура катодной плазмы измерялась по максимуму спектрального распределения при помощи рентгеновского спектрографа на основе пропускающей дифракционной решетки с периодом 1.4 мкм [4]. Дисперсия и спектральное разрешение такого спектрографа составляли соответственно 20 \AA/мм и $\sim 10 \text{ \AA}$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В результате проведения экспериментов были исследованы спектральные, пространственные и временные характеристики импульсного, точечного рентгеновского источника на основе вакуумного диода с лазерно-плазменным катодом и игольчатым анодом. В случае титанового анода и плотности мощности лазерного излучения на катоде $4.2 \cdot 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ величина спектральной яркости излучения источника в K -линиях составила $1.3 \cdot 10^{21}$ фотонов/см²·с·кэВ, что соответствует $1.6 \cdot 10^{11}$ рентгеновским квантам в одном импульсе. Излучение состояло из дублета $K_{\alpha 1}$ (2.749 \AA), $K_{\alpha 2}$ (2.752 \AA) и линии K_{β} (2.514 \AA). Микроденситометрические измерения показали, что тормозное излучение в области $2.4\text{--}3 \text{ \AA}$ пренебрежимо мало по сравнению с характеристическим излучением (рис. 2). Исследование пространственного распределения рентгеновского излучения титановых катода и анода показало, что при плотностях мощности лазерного импульса на катоде менее чем $5 \cdot 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ интенсивность излучения при-

Рис. 2. Спектрограмма и денситограмма излучения линий дублета $K_{\alpha 1}$ (2.749 \AA), $K_{\alpha 2}$ (2.752 \AA) титанового анода. Спектрограмма получена за 30 выстрелов лазера на кристаллическом слюдяном спектрографе с двойной фокусировкой в VII порядке отражения. Радиус сферической поверхности кристалла $R = 100$ мм; $a = 111.5$ мм и $b = 96.6$ мм — расстояния от центра изгиба кристалла соответственно до источника и фотопленки. Обратная линейная дисперсия $D_x = 7.373 \cdot 10^{-3} \text{ \AA/мм}$, рабочее напряжение источника 22 кВ, энергия лазерного импульса $E_L = 0.27$ Дж, длительность $\tau = 10$ нс, диаметр лазерного пучка на мишени 150 мкм, плотность мощности $P = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ Вт/см}^2$

Рис. 3. Пространственное распределение рентгеновского излучения анода и лазерной плазмы. Рабочее напряжение источника 22 кВ, энергия лазерного излучения $E_L = 0.33$ Дж, длительность импульса 10 нс. Расстояние от источника до отверстия камеры-обскуры 1 см, увеличение $\Gamma = 4$. Изображения получены за 15 выстрелов. (а) Пленка УФВР, Ве-фильтр толщиной $d = 10$ мкм, диаметр отверстия камеры $D = 130$ мкм, диаметр фокального пятна лазерного пучка на мишени $2r = 180$ мкм, плотность мощности лазерного излучения $P = 1.3 \cdot 10^{11}$ Вт/см²; (б) пленка УФВР, Ве, $d = 10$ мкм, $D = 190$ мкм, $2r = 100$ мкм, $P = 4.2 \cdot 10^{11}$ Вт/см²; (в, г) Ве, $d = 10$ мкм и Ti, $d = 15$ мкм, $D = 130$ мкм, $2r = 100$ мкм, $P = 4.2 \cdot 10^{11}$ Вт/см²; пленка УФВР (в), пленка DEF, расположенная за пленкой УФВР (г)

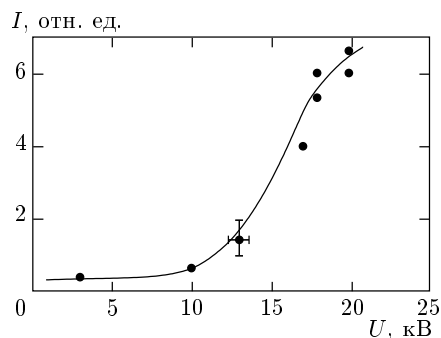


Рис. 4. Выход рентгеновского излучения вакуумно-диода с лазерно-плазменным катодом в зависимости от приложенного ускоряющего напряжения U ($l = 2.2$ мм, $E_L = 0.2$ Дж)

катодной плазмы при $\lambda < 3.5 \text{ \AA}$ много меньше интенсивностей характеристического и тормозного излучений анода (рис. 3). Электронная температура титановой плазмы катода, измеренная при помощи рентгеновского спектрографа по максимуму спектрального распределения, составляла 70 эВ при $P = 10^{11} \text{ Вт/см}^2$, что находится в хорошем соответствии с модельными оценками [7]. Интенсивность рентгеновского излучения источника с игольчатым анодом резко уменьшается от вершины анода к его основанию (рис. 3). Это позволило оценить размер источника, который составил примерно 250 мкм. Полученные изображения разрядного промежутка также показали отсутствие в нем дополнительных источников излучения, что свидетельствует об отсутствии пинч-эффекта.

В целях оптимизации характеристик диода измерялись зависимости интенсивности рентгеновского излучения как функции энергии лазерного излучения, ускоряющего напряжения, расстояния между мишенью (катодом) и анодом. В этих экспериментах лазерный пучок фокусировался на плоскую алюминиевую мишень в пятно диаметром $2r = 130$ мкм, длительность светового импульса составляла 30 нс.

Зависимость интенсивности рентгеновского излучения от ускоряющего напряжения при межэлектродном расстоянии $l = 2.2$ мм и энергии лазерного излучения $E_L = 200$ мДж (с точностью $\pm 5\%$) представлена на рис. 4. Быстрый рост интенсивности рентгеновского излучения анода наблюдается в диапазоне ускоряющих напряжений $U = 10\text{--}20$ кВ, после чего рост замедляется. Это согласуется с тем условием, что для получения максимального контраста линий характеристического излучения ускоряющее напряжение должно в три-четыре раза пре-

вышать пороги возбуждения линий. Поэтому все дальнейшие эксперименты проводились при напряжении 19 кВ.

Зависимости интенсивности рентгеновского излучения и амплитуды токового импульса от межэлектродного расстояния l при фиксированных энергии лазера $E_L = 25$ мДж и напряжении $U = 19$ кВ представлены на рис. 5. Видна корреляция между амплитудой токового импульса в электрической цепи диода и интенсивностью рентгеновского излучения.

На рис. 6 приведена зависимость интенсивности рентгеновского излучения от энергии лазерного импульса при расстоянии анод-катод $l = 2.2$ мм и ускоряющем напряжении $U = 19$ кВ. Наличие максимума в зависимостях, показанных на рис. 5 и 6, свидетельствует об экстремуме первеанса электронного потока источника и существовании оптимальных условий генерации рентгеновского излучения в заданном интервале значений E_L и l .

Для исследований процессов, происходящих в межэлектродном промежутке при ускорении электронов из катодной плазмы, претерпевающей гидродинамическое расширение, а также стабильности работы источника и возможности его синхронизации с комплексом диагностической аппаратуры в работе проводились измерения временного сдвига рентгеновского импульса источника относительно излучения лазерной плазмы. Зависимость временной задержки t_d максимума импульса рентгеновского диода относительно максимума излучения плазмы от энергии лазера при постоянном расстоянии анод-катод $l = 2.2$ мм и напряжении $U = 19$ кВ представлена на рис. 7а. При энергиях лазерного излучения на мишени до $E_L = 300$ мДж максимум импульса, излучаемого диодом, запаздывает относительно максимума рентгеновского импульса лазерной плазмы, и это запаздывание уменьшается с увеличением E_L . При $E_L > 300$ мДж максимум исследуемого импульса опережает максимум плазменного. По нашему мнению, это опережение связано с конкретными экспериментальными условиями (соотношением между межэлектродным расстоянием и длительностью лазерного импульса). С увеличением энергии лазерного излучения скорость границы токоотбора возрастает и происходит более быстрое заполнение разрядного промежутка лазерной плазмой, в то время как воздействие лазерного импульса на катод еще продолжается.

Временная задержка t_d между пиками рентгеновских импульсов диода и плазмы измерялась также при различных межэлектродных расстояни-

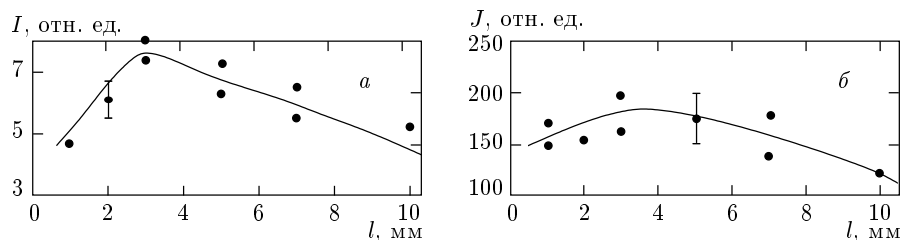


Рис. 5. Зависимость рентгеновского выхода (а) и тока в цепи рентгеновского источника (б) от межэлектродного расстояния l ($E_L = 25$ мДж, $U = 19$ кВ)

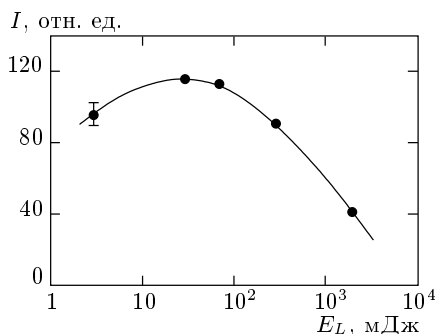


Рис. 6. Зависимость рентгеновского выхода диода от энергии лазерного излучения ($l = 2.2$ мм, $U = 19$ кВ)

ях и постоянной энергии лазера. Рисунок 7б показывает зависимость временной задержки t_d при $E_L = 25$ мДж. Эта зависимость при малых энергиях лазерного излучения определяется выражением $t_d = 12$ [нс/мм] l [мм]. Полученный коэффициент 12 нс/мм намного больше, чем величина 0.25 нс/мм, ожидаемая при ускорении свободных электронов при разности потенциалов 19 кВ. Это объясняется экранированием приложенного поля в плазме. Электроны, попадающие на анод, по существу являются электронами из поверхностного слоя плазменного облака, претерпевающего гидродинамический разлет. Общее количество электронов в токовом импульсе оценивается величиной порядка 10^{15} , хотя только малая их доля, 10^{-4} – 10^{-3} , ускоряется до энергии возбуждения, требуемой для генерации рентгеновских квантов в K -линиях анода. При $l > 7$ мм наблюдается двухпиковая структура импульса. Это свидетельствует о наличии группы «быстрых» электронов, покидающих плазму гораздо раньше, чем основная часть электронов плазмы.

Длительность рентгеновского импульса исследуемого источника при фиксированных плотности мощности лазерного излучения на мишени и потен-

циале анода увеличивается с возрастанием межэлектродного расстояния (от 18 нс для $l = 1$ мм до 28 нс для $l = 7$ мм) (рис. 8) и уменьшается с увеличением плотности мощности лазера при фиксированных l и U .

Интенсивность рентгеновского излучения зависит от состояния поверхности катода. При повторных выстрелах в одно и то же место катода интенсивность рентгеновского излучения уменьшается.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате проведенной работы был создан импульсный точечный источник рентгеновского излучения в диапазоне K -линий Ti с длительностью импульса меньше 20 нс и спектральной яркостью 10^{21} фотонов/см²·с·ср·кэВ, превосходящий уже существующие выпускаемые промышленностью рентгеновские трубки со взрывными катодами со спектральной яркостью 10^{15} – 10^{17} фотонов/см²·с·ср·кэВ. Достигнутые параметры источника показывают перспективность его применения в исследовании быстропротекающих процессов и в микроскопии нестационарных объектов. В свою очередь, после оптимизации характеристик электрической цепи источника в целях его функционирования в частотном режиме появляется возможность его применения в технике рентгеноструктурного анализа стационарных объектов и в литографии, где одним из критериев применимости является доза рентгеновского излучения. Так, при следовании рентгеновских импульсов с частотой 100 Гц спектральная яркость такого источника в единицах, принятых для сравнительного анализа непрерывных источников рентгеновского излучения (синхротрон, рентгеновские трубки), порядка 10^7 фотонов/мм²·с·мрад² (0.1% ширины линии), что соответствует спектральной яркости трубок с вращающимся анодом [13]. Исследова-

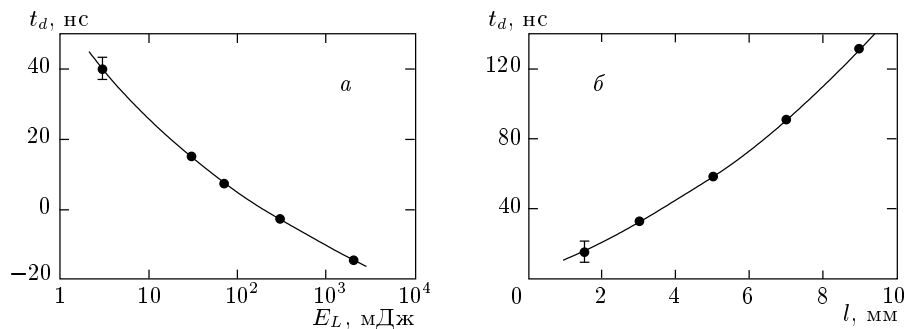


Рис. 7. Зависимости временной задержки t_d максимума рентгеновского импульса диода по отношению к максимуму рентгеновского импульса плазмы от а) энергии лазера ($l = 2.2$ мм, $U = 19$ кВ) и б) расстояния l ($E_L = 25$ мДж, $U = 19$ кВ)

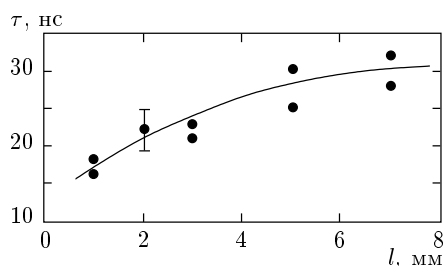


Рис. 8. Зависимость длительности рентгеновского импульса вакуумного диода от расстояния l ($E_L = 25$ мДж, $U = 19$ кВ)

ние различных режимов работы источника (при различных межэлектродных расстояниях, плотностях мощности лазерного излучения, напряжениях на электродах) показали, что достижение оптимальных характеристик излучения (спектральной яркости, длительности импульса, времени задержки) является самосогласованной задачей, которая должна решаться в рамках целевого назначения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 99-02-18499а, 00-02-16113).

ЛИТЕРАТУРА

1. М. В. Дмитриев, Ю. А. Захаренков, А. С. Шиканов, Препринт № 91, Физический институт им. П. Н. Лебедева (1989).
2. Yu. V. Korobkin, V. B. Rozanov, A. S. Shikanov, and G. A. Vergunova, Preprint № 27, Lebedev Physical Institute (1995).
3. Yu. V. Korobkin, V. B. Rozanov, A. S. Shikanov, and G. A. Vergunova, Russian J. of Laser Research **19**, 101 (1998).
4. Yu. V. Korobkin, I. V. Romanov, A. A. Rupasov et al., Phys. Scripta **60**, 76 (1999).
5. И. Б. Боровский, *Физические основы рентгено-спектральных исследований*, Наука, Москва (1956).
6. B. L. Henke and M. A. Tesler, *Advances in X-ray analysis*, Vol. 18, Plenum Press, New York (1975).
7. P. Mora, Phys. Fluids, **25**, 1051 (1982).
8. Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, О. Н. Крохин и др., *Итоги науки и техники: Радиотехника*, т. 17, ВИНТИ, Москва (1978).
9. Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, *Импульсный электрический разряд в вакууме*, Наука, Новосибирск (1984).
10. А. В. Болотов, А. В. Козырев, А. В. Колесников и др., ЖТФ **61**(1), 40 (1991).
11. Ф. Чен, *Введение в физику плазмы*, Мир, Москва (1987).
12. *Физические величины, Справочник*, Энергоатомиздат, Москва (1991).
13. J. Kirz, O. T. Attwood, B. L. Henke et al., *X-ray data booklet*, Lawrence Berkeley Laboratory, University of California at Berkeley, April 1986, PUB-490 Rev.