

ГЕНЕРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВАКУУМНЫХ РАЗРЯДАХ ПРИ НИЗКОМ НАПРЯЖЕНИИ

Н.Фогель¹⁾

*University of Technology Chemnitz, Department of Physics
09107 Chemnitz, Germany*

Поступила в редакцию 20 марта 1998 г.

После переработки 2 апреля 1998 г.

Исследовалась динамика рентгеновского излучения из низковольтного лазерно-индуцированного разряда с помощью пикосекундной рентгеновской стрик-камеры. Обнаружено направленное рентгеновское излучение в форме точечных источников и тонких слоев с временем жизни от 30 пс до 1 нс в спектральном диапазоне от 100 эВ до 10 кэВ в низковольтном вакуумном разряде ($U = 150$ В) инициированным пикосекундным лазерным лучом. Рентгеновское излучение разряда регистрировалось с задержкой по времени (1–20 нс) относительно поджига с помощью лазерного луча для того, чтобы устранить возможность попадания излучения от лазерной плазмы. Демонстрируется регистрация направленного рентгеновского излучения в низковольтном вакуумном разряде.

PACS: 52.25.Jm, 52.90.+z

Несмотря на то, что вакуумные искровые и дуговые разряды являются объектом исследований в течение уже нескольких десятилетий в многочисленных исследовательских группах, их природа еще не до конца понята. Одним из самых важных остается вопрос, каким образом с поверхности холодного катода через вакуумный промежуток могут проводиться токи килоамперных величин. Современные экспериментальные и теоретические разработки выявили совсем недавно [1–4] много интересных эффектов в лазерно-индуцированных вакуумных разрядах. Среди них: 1) – генерация нестационарных эмиссионных центров на движущейся границе катодного факела, так называемых "стреляющих солитонов". Плотность тока в них может достигать значений $10^{10} - 10^{15}$ А/м² [1–3]; 2) аперриодическая фокусировка и дефокусировка тока в объеме факела (типичное время порядка 1–4 нс [3]), когда в области неидеальной плазмы (там, где имеет место переход "металл–диэлектрик") образуются микроканалы повышенной проводимости, по которым устремляется ток; 3) развитие ионизационно-перегревной неустойчивости в результате интенсивного разогрева периферии катодного факела "стреляющими солитонами". В этом случае в низковольтном разряде температура плазменного тока на короткое время порядка 100 пс может достигать значения 200 эВ [1–3]; и, наконец, плазмо-эрозионное замыкание в малых электродных промежутках, когда падение потенциала в отдельных областях плазменного факела может достигать нескольких киловольт и выше [2]. Все эти процессы должны сопровождаться генерацией рентгеновского излучения, на что указывалось в работах [1–4].

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование генерации рентгеновского излучения в импульсном вакуумном разряде индуцированным интенсивным лазерным излучением (100 пс – длительность лазерного импульса, 30–60 мДж – энергия импульса, 1064 нм – длина волны) при относительно низком напря-

¹⁾ e-mail: n.vogel@physik.tu-chemnitz.de

жении между медными электродами ($U = 150$ В). Регистрация рентгеновского излучения осуществлялась с временами задержки относительно поджига разряда больше 1 нс, чтобы с достоверностью регистрировать излучение не от лазерной плазмы, а от искровой и дуговой стадии разряда. В описанных ниже экспериментах, разрешенное по времени излучение плазмы вакуумного разряда исследовалось с помощью рентгеновской стрик-камеры [5]. Катод в форме плоской медной пластинки (10×10 мм) укреплялся в вакуумной камере, где поддерживался вакуум не хуже 10^{-5} торр. Анод имел форму узкой заостренной полоски, в вершине которой имелось отверстие диаметром 300 мкм для фокусировки лазерного пучка на поверхность катода. Расстояние между электродами варьировалось от 50 до 150 мкм. Индуктивность электродной конфигурации не превышала 150 нГн. Коаксиальный кабель с сопротивлением 50 Ом заряжался от источника питания до 150 В. Длительность разряда, которая определялась длиной кабеля, составляла 750 нс. Регистрация разрядного тока осуществлялась цифровым широкополосным осциллографом TEKTRONIX TDS 620 (500 МГц - полоса пропускания) с помощью откалиброванного токового шунта в цепи разряда. Осциллограф запускался сигналом от пикосекундного фотодиода после поступления излучения от лазерного поджигающего импульса.

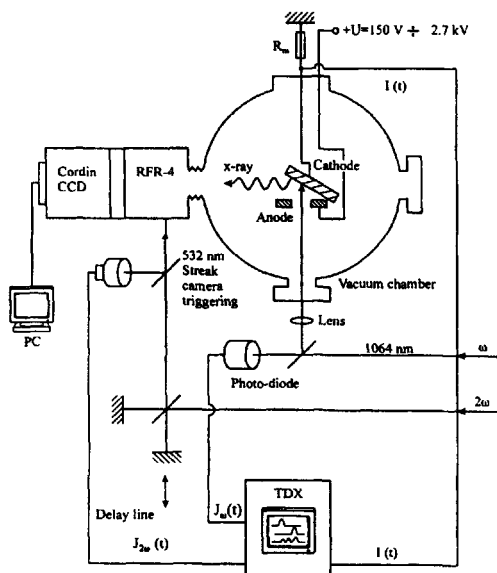


Рис.1. Экспериментальная схема установки для регистрации рентгеновского излучения

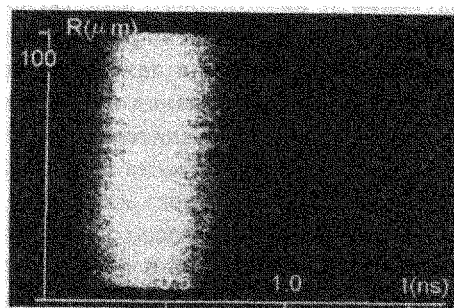


Рис.2. Стрик-фотография эмиссии от лазерно-индуцированной плазмы на Си-мишени с помощью сфокусированного лазерного импульса с энергией 60 мДж, длительностью 100 пс, на длине волны 1064 нм

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Излучение от Nd:YAG-лазера с модулированной добротностью на $\lambda = 1064$ нм фокусировалось через анод на поверхность катода в область диаметром 100 мкм. Плотность потока мощности в этом случае составляла $8 \cdot 10^{12}$ Вт/см². Излучение плазмы из электродного промежутка регистрировалось рентгеновской стрик-камерой [5]. Сменный фотокатод из золота сформирован на углеродной пленке толщиной от 0.2 до 2 мкм,

спектральный диапазон регистрации составлял 0.1–10 кэВ. Физическое временное разрешение стрик-камеры, определяемое разностью времен пролета до отклоняющих пластин фотоэлектронов, вылетающих с разными скоростями из различных участков фотокатода, составляет для Au-фотокатода, по расчетным данным [5], не более 10 пс. Регистрация изображения с выходного экрана (волоконно-оптическая пластина) производится с помощью охлаждаемой CCD-камеры (Cordin CCD). Обработка сигналов изображения в диапазоне 14 бит осуществлялась по специально разработанным программам обработки изображения (Cordin CCD Readout System). Стрик-камера монтировалась на вакуумной камере, при этом входная щель камеры устанавливалась на расстоянии 35 см от центра электрода. Изображение пятна лазерной плазмы из промежутка 50–150 мкм проектировалось на фотокатод стрик-камеры, которая осуществляла временную развертку полученного изображения. При проектировании изображения пятна лазерной плазмы диаметром 100 мкм на входную щель стрик-камеры (15 мм высотой и 150 мкм шириной) мы получали пространственное разрешение 0.31 мкм/пиксел. Синхронизация запуска развертки стрик-камеры относительно различных стадий лазерно-индуцированного разряда осуществлялась с помощью лазерного сигнала на второй гармонике ($\lambda = 532$ нм), который задерживался оптической линией задержки относительно импульса поджига в диапазоне от 3 до 30 нс. Задержка запуска по световому входу не превышала 5 нс, таким образом можно было регистрировать излучение на начальной стадии пробоя с наличием лазерного излучения (примерно 500 пс), а также искровую и дуговую стадии разряда. Использовались сменные блоки развертки со скоростью 3–30 нс/экран. Изучалось излучение от низкоточного импульсного разряда в вакууме с регистрируемым максимальным током 3 А. Ток разряда имел прямоугольную форму длительностью 750 нс. При инициировании лазерной плазмы без напряжения на промежутке рентгеновский импульс излучения имеет однородную структуру. Его длительность существенно превышает длительность греющего импульса (100 пс) и составляет 250 пс (широкополосная эмиссия в спектральном диапазоне 0.1–10 кэВ). Как известно, при воздействии лазерного излучения с длиной волны 1064 нм на медные мишени с плотностями потока мощности порядка 10^{13} Вт/см² температура лазерной плазмы достигает значений 200 эВ и для быстрой компоненты плазмы 1 кэВ [6]. На рис.2 приведена фотография пространственно-временной регистрации рентгеновского излучения только для лазерной плазмы, из которой видно, что длительность излучения не превышает 250 пс и структура свечения имеет однородный характер. Пространственное распределение рентгеновского излучения существенно меняется, если на электроды подается даже такое небольшое напряжение, как 150 В. На рис. 3–5 представлены стриковые фотографии, отражающие динамику пространственного распределения рентгеновского излучения для лазерно-индуцированного импульсного разряда с $U = 150$ В между Cu-электродами, раздвинутыми на расстояние 50 мкм. Запись изображения осуществлялась с задержкой $t = 16.49$ нс после поджига разряда инфракрасным лучом на катодной поверхности. Скорость развертки составляла 30 нс/экран. Необходимо отметить, что воспроизводимость результатов эксперимента, то есть наблюдаемая структура свечения, была очень хорошей, на что указывают стриковые фотографии, приведенные для одних и тех же экспериментальных условий на рис.3–5. Отчетливо видна дискретная структура свечения. Размер светящихся источников составляет 1–10 мкм и время жизни 0.030–2.5 нс. Очевидно, что на окружности 150 мкм могут существовать одновременно от 2 до 5 точечных источников. Эмиссия излучения плазменных точек может уменьшаться и возрас-

тать на том же самом месте в пространстве в течение временного интервала от 30 до 150 пс (см., например, рис.3*b*, 4*b*, 5*b*). На увеличенных стриковых фотографиях (рис.4*b* и 5*b*) видна контракция плазменного канала до радиуса порядка 1 мкм, а на рис.3*b* до 0,3 мкм. Помимо группы точечных источников, оставляющих горизонтальные треки на развертке изображения, отчетливо видны несколько треков, идущих под углом к горизонтальной линии записи, что указывает на движение источника относительно щели регистрации. Из наклонных треков можно определить скорость движущихся источников, которая составляет $(3 - 10) \cdot 10^3$ м/с для временного интервала 1–2.5 нс. Очевидно, если разлетающаяся плазма касается поверхности анода, возможно возникновение горячих точек на аноде. Из фотографий на рис. 3*a* и 5*a* видно появление областей свечения размером 10 мкм и длительностью порядка 1–1.5 нс.

Из наклонного трека на рис.3*a* можно определить скорость разлетающейся плазмы, она составляет $1.2 \cdot 10^6$ см/с и совпадает по значению с известной скоростью разлета плазмы катодного факела от зоны эмиссии в вакуумной дуге для меди [7]. Для промежутка 50 мкм необходимо ~ 4 нс, чтобы расширяющаяся плазма достигла поверхности анода. Когда горячая плазма касается анода, начинается интенсивное испарение в локальной области и повышение сопротивления в разрядном промежутке за счет холодных непроводящих паров. Вследствие скачка потенциала напряженность электрического поля, нелинейно распределенная в пространстве, может соответственно увеличиваться и способствовать возникновению новых эмиссионных центров. Как указано в работе [2], в прианодной области за счет интенсивных электронных токов возможно нагревание плазмы до температур порядка 1 кэВ. Очевидно, что пятна на рис.3*a* и 5*a* соответствуют прианодной области. Приведенная выше генерация рентгеновского излучения в форме точечных источников наблюдается также для других условий эксперимента, когда напряжение на промежутке варьировалось от 150 В до 2.7 кВ, расстояние промежутка менялось от 50 мкм до 150 мкм, а время запуска развертки относительно момента поджига изменялось от 3 до 20 нс.

Помимо указанных выше механизмов генерации мягкого и жесткого рентгеновского излучения, вызванных ионизационно-перегревной неустойчивостью или плазменно-эрозионным размыканием [1–4], можно рассмотреть следующий механизм. А именно, строго направленное рентгеновское излучение от локализованных точечных источников в пространстве может быть объяснено пинчеванием в плазме катодного факела. Как было показано в экспериментах [3] по измерению электронной плотности в катодных пятнах лазерно-индуцированного разряда, выполненных с высоким пространственным (< 1 мкм) и временным разрешением (100 пс), плазма катодного факела состоит из субфрагментов – плазменных каналов диаметром менее 5 мкм и плотностью электронов $N_e > 5 \cdot 10^{26}$ м⁻³. Численное моделирование [3] показало возможность повышения плотности тока на короткое время порядка 10–100 пс в таких плазменно-эмиссионных каналах до 10^{14} А/м². Такие высокие плотности тока автоматически приводят к пинчеванию в плазме – возникновению горячих точек. Это явление было обнаружено в малоиндуктивных вакуумных искровых разрядах уже в 70-е годы [8] для разрядных токов порядка килоампер и напряжений на разряжаемой емкости более 30 кВ. Эксперименты, представленные в этой работе, были проведены с измеряемыми токами $I = 1.3 - 3$ А, $U = 150$ В, и мы наблюдали аналогичные структуры рентгеновского излучения, указывающие на возможность возникновения микропинчей и в нашем низковольтном разряде. Спонтанное увеличение плотности

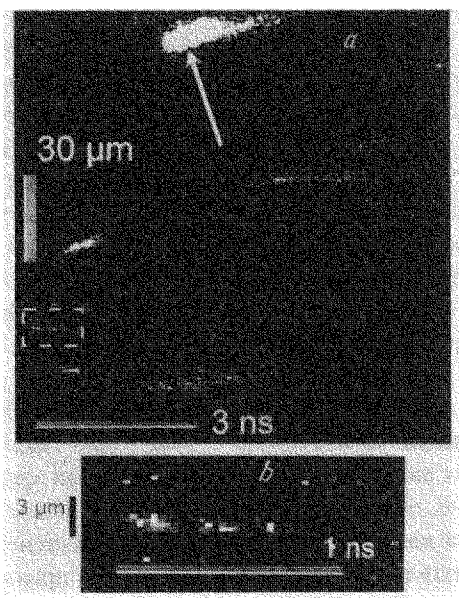


Рис.3. *a* – Стрик-фотография рентгеновского излучения с временной задержкой $t = 16.49$ нс. Стрелка в верхней части фотографии указывает на возможное возникновение излучение в анодной области; *b* – увеличенный фрагмент фотографии, выделенный штриховой линией

тока до указанных выше величин вызывает мгновенно генерацию магнитного поля в плазменных фрагментах порядка $10^5 - 10^7$ Гс. До тех пор, пока плотность тока и, соответственно, магнитное поле превышает кинетическое давление в плазменном фрагменте, мы можем наблюдать контрагированный канал с генерацией рентгеновского излучения в форме горизонтальных треков на стриковых фотографиях.

Некоторые "горячие" точки на стриковых фотографиях (см., например, рис. 3*a*, 4*a*, 5*a*) расширяются со скоростью порядка $3 \cdot 10^3 - 10^4$ м/с. До тех пор, пока магнитное давление превышает кинетическое давление плазмы (это осуществляется для $B > 140$ Тл и температуры плазмы порядка 100 эВ в плазменном канале), должно происходить интенсивное нагревание канала и микропинчевание. Возрастание кинетического давления до величины, большей магнитной, вызывает радиальное расширение канала. Типичное время распада канала можно оценить из соотношения $\tau \approx \Delta r / V_s$, где Δr (3 мкм) – радиус контрагированного канала и $V_s (\approx 10^4$ м/с) – скорость звука в плазме, тогда получаем $\tau \approx 300$ пс, что находится в согласии с экспериментом (см. рис.4*b*, 5*b*).

Дальнейшие эксперименты и результаты строгого математического расчета с использованием электрогидродинамической модели будут представлены в отдельной статье.

В наших экспериментах зарегистрировано строго направленное рентгеновское излучение от плазменных источников размером порядка 1 мкм в спектральном диапазоне 0.1 – 10 кэВ в низковольтных лазерно-индуцированных разрядах на дуговой стадии. Это дает возможность утверждать, что: 1) температура в плазменных субфрагментах катодного факела может достигать значений порядка 100 эВ и выше, что соответствует точным численным расчетам [3]; 2) микропинчевание плазменных каналов происходит до диаметра порядка 1 мкм.

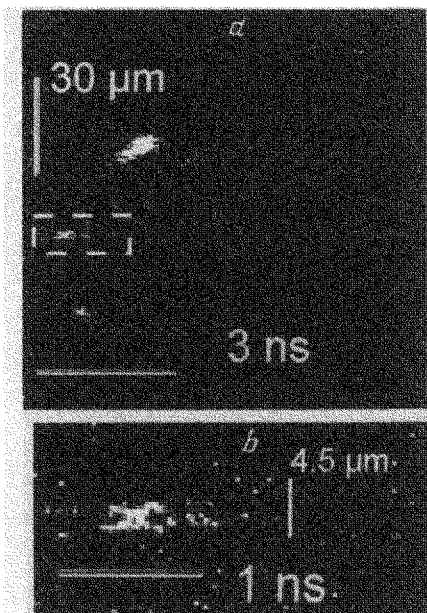


Рис.4. а – Стрик-фотография рентгеновского излучения лазерно-индуцированного разряда с напряжением $U = 150$ В для времени задержки относительно импульса поджига $t = 16.49$ нс; б – увеличенный фрагмент фотографии, выделенный штриховой линией

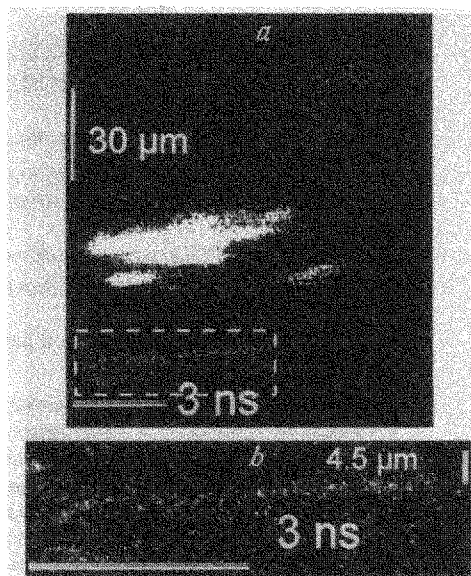


Рис.5. а – Стрик-фотография рентгеновского излучения лазерно-индуцированного разряда с напряжением $U = 150$ В для времени задержки относительно импульса поджига $t = 16.49$ нс; б – увеличенный фрагмент фотографии, выделенный штриховой линией

Автор выражает благодарность В.А.Скворцову и Т.И.Филипповой за многочисленные обсуждения работы, а также Н.Кохан за безотказную техническую поддержку. Работа выполнена при поддержке Немецкой Академии Научных исследований "Леопольдина".

1. V.A.Skvortsov and N.Vogel, in: *Proc. of the Intern. Conf. on Physics of Strongly Coupled Plasmas, Binz/Rugen, Germany, 1995*. Eds. W. D. Kraeft and M. Schlages, World Scientific, Singapore-London, 1996, p. 343.
2. V.A.Skvortsov and N.Vogel, in: *Proc. of the 11th Intern. Conf. on High Power Particle Beams, BEAMs'96, Prague, vol. I (1996)*, p. 513.
3. N.Vogel and V.A.Skvortsov, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-25**, 553 (1997).
4. V.A.Skvortsov and N.I.Vogel, in: *Proc. of the 24th Conference on Physics of High Temperature Plasmas and Confinement Fusion, Zvenigorod, 1997 (in Russian)*, p.196.
5. S.I.Petrov, V.P.Lazarchuk, V.M.Murugov et al., in: *Proc. of 22nd Intern. Congress on High-Speed Photography and Photonics, Santa Fe, New Mexico, USA, 27 Oct. -1 November, 1996*.
6. B.Soom, R.Weber, and J.E.Balmer, *J. Appl. Phys.* **68**, 1392 (1990).
7. Г.А.Месяц, *Эктоны*, ч.2, Екатеринбург: Наука, 1994, стр.72.
8. C.R.Negus and N.J.Peacock, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **12**, 91 (1979).