

Импульсно-периодический рентгеновский лазер на переходе $3p - 3s$ Ne-подобного аргона в капиллярном разряде

А.В.Виноградов*, Дж.Дж.Рокка**

Работа посвящена лазеру на длине волны 469 Å, возбуждаемому быстрым капиллярным разрядом в неоне. Приведены основные характеристики активной среды и лазерного пучка. Описаны применения лазера в исследованиях плазмы с плотностью до 10^{20} см⁻³, в интерферометрии, рефлектометрии, исследовании материалов и пр. Дан краткий исторический обзор и рассмотрено современное состояние работ по лабораторным рентгеновским лазерам.

Ключевые слова: рентгеновские лазеры, лазер на капиллярном разряде.

1. Введение

Рентгеновские лазеры преодолевают рубеж, отделяющий демонстрационные эксперименты от разработки и запуска установок, предназначенных для приложений. Этому способствует целый ряд факторов: совершенствование методов управления длительностью и временной структурой лазерных импульсов, используемых для создания активной среды рентгеновских лазеров; большое количество фундаментальных экспериментальных и теоретических работ, направленных на изучение газодинамических, кинетических и атомных процессов в лазерной плазме; разработка методов диагностики высокотемпературной плазмы за время порядка доли наносекунды и с пространственным разрешением 1–10 мкм; развитие техники фемтосекундных лазерных импульсов и т. п. Крупные лазерные установки с энергией импульса 0.1–1 кДж, созданные ранее для исследований по рентгеновским лазерам, уступают место частотным лазерам, которые порой могут поместиться на лабораторном столе средних размеров. Уже продемонстрировано значительное усиление в рентгеновском диапазоне при энергии импульса лазера накачки менее 1 Дж. В лазере на капиллярном разряде достигнуто насыщение, а его средняя мощность в импульсно-периодическом режиме составляет более 1 мВт. Как по средней, так и по мгновенной мощности в своём спектральном диапазоне лазер на капиллярном разряде превосходит многие синхротронные источники третьего поколения. Этому лазеру и посвящён настоящий обзор.

Продвижение в коротковолновый диапазон стало одной из амбициозных целей квантовой электроники сразу после ее возникновения. Первый обзор, посвящённый рентгеновским лазерам, был опубликован А.Г.Молча-

новым в 1972 г. и содержал 44 ссылки [1]. В нём, в частности, автор предложил искать инверсную среду путём экстраполяции длин волн лазеров видимого диапазона вдоль изоэлектронных последовательностей ионов. Наибольший интерес исследователей привлекал жёсткий рентгеновский диапазон $\lambda < 2 \text{ Å}$ ($h\nu > 6 \text{ кэВ}$), в котором, в отличие от спектральной области вакуумный ультрафиолет – мягкий рентген ($1200 \text{ Å} > \lambda > 2 \text{ Å}$), вновь, как и в видимом диапазоне, возможно распространение излучения в воздухе. Освоение этого диапазона весьма перспективно с точки зрения научного и практического применения рентгеновского излучения. Однако из-за наличия ряда принципиальных проблем, сложность которых возрастает при уменьшении длины волны, получить лазерное действие в жёстком рентгеновском диапазоне до сих пор не удалось.

В то же время в длинноволновой области ($30 \text{ Å} < \lambda < 600 \text{ Å}$) когерентное излучение получают двумя способами: в плазме (обычно лазерной) на линиях многозарядных ионов и при генерации высоких гармоник излучения лазеров видимого диапазона. Заметим, что генерация была получена на установках лабораторного масштаба и речь пока, как правило (за исключением одного случая, о котором мы подробно расскажем ниже), идет не о приборах, а об экспериментах по наблюдению генерации с энергией ~ 1 мкДж или даже ~ 1 нДж в импульсе. Энергии до нескольких миллиджоулей были достигнуты в 90-х гг. на крупнейших лазерных установках, однако в настоящее время дорогостоящие эксперименты такого рода не ведутся. Обзор современного состояния лабораторных рентгеновских лазеров содержится в [2], а также в трудах конференции [3]. Кроме того, в настоящее время финансируются крупномасштабные проекты лазеров на свободных электронах. Они выполняются в разных странах силами нескольких международных центров. Наибольшие успехи достигнуты в немецком синхротронном центре DESY (Гамбург), где получена генерация в диапазоне 600–800 Å. Установки для получения рентгеновского излучения в этом случае сооружаются на основе электронных ускорителей с длиной траектории пучка ~ 100 м.

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: vinograd@sci.lebedev.ru

** J.J.Рокка. Electrical and Computer Engineering Department, Colorado State University, Fort Collins, Colorado, 80523 USA

Лазер на капиллярном разряде на длине волны 469 Å, которому посвящен настоящий обзор, создан в Колорадском университете (США, Форт Колинз). Это единственный в своем роде рентгеновский лазер. Несмотря на большую длину волны, мы будем придерживаться этого термина, как это принято многими авторами. Он работает в импульсно-периодическом режиме и имеет среднюю мощность несколько милливатт, что вполне достаточно для целого ряда научных приложений.

В обзор включены последние работы по исследованию активной среды и когерентных свойств пучка лазера на капиллярном разряде, а также работы по его применению в интерферометрии, в исследовании материалов и других областях.

Авторы с удовольствием взялись за подготовку обзора для этого номера журнала, посвященного памяти Н.Г.Басова. Теоретические, а затем экспериментальные работы по рентгеновским лазерам были начаты в его лаборатории в 1972 г. по инициативе и под руководством И.И.Собельмана, который сразу остановился на лазерной плазме как вероятной активной среде. Следует отметить, что к этому времени в секторе О.Н.Крохина по предложению В.Б.Розанова [4, 5] уже велись работы по созданию инверсной среды для ВУФ области спектра путем фотоионизации атомных оболочек в газах.

К 1976 г. стало ясно, что наибольшую плотность инверсии может обеспечить высокотемпературная лазерная плазма, содержащая Ne-подобные ионы [6]. В 1977 г. наблюдались аномалии в спектрах излучения лазерной плазмы кальциевых мишеней, указывающие на наличие лазерного эффекта именно на предсказанных переходах $3p-3s$ [7]. В дальнейшем эксперименты были прекращены, однако теоретические исследования по активной среде на Ne-подобных ионах продолжали развиваться в направлении разработки все более реалистичных моделей с учетом кинетики ионизации, газодинамического разлета плазмы, нестационарности процессов заселения возбужденных состояний ионов [8–10]. Участник этих работ В.Н.Шляпцев был приглашен в Колорадский университет, где уже в течение ряда лет под руководством Дж. Рокки велись исследования, направленные на создание коротковолновых лазеров на основе капиллярного разряда. Эти работы завершились в 1994–1998 гг. получением генерации и созданием мощного импульсно-периодического лазера с $\lambda = 469 \text{ Å}$ на $3p-3s$ -переходе Ne-подобного Ag. Данный лазер, несмотря на свою компактность, имеет более высокую среднюю (по времени) спектральную мощность, чем любой современный синхротрон в этом диапазоне длин волн. Это позволило провести целый ряд экспериментов (см. разд.6). Часть из них ранее можно было выполнить только на синхротронах, а для других (абляция) мгновенная мощность синхротронов была всё еще недостаточна велика. Главным недостатком рентгеновского лазера на капиллярном разряде является отсутствие перестройки по длине волны. В настоящее время в группе Дж.Рокки ведутся исследования по созданию лазера на капиллярном разряде на более короткой длине волны $\lambda = 132 \text{ Å}$ (переход $4d-4p$ в Ni-подобном кадмии) [11]. С точки зрения получения инверсии Ni-подобные ионы аналогичны Ne-подобным. Они оказываются более удобными при продвижении в коротковолновую область. В качестве активной среды рентгеновских лазеров Ni-подобные ионы были предложены П.Хагельштейном (подробнее см. [12]).

Еще на ранней стадии работ по активной среде рентгеновских лазеров начал обсуждаться вопрос о лазерных резонаторах в вакуумной ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра. Анализ этой проблемы, проведенный в лаборатории Н.Г.Басова в 1976–1977 гг., привел к заключению о возможности создания многослойной рентгеновской оптики [13]. Несколькими годами раньше к аналогичным выводам пришел Э.Шпиллер (США), имея в виду астрофизические приложения [14].

В работах по рентгеновским лазерам многослойная рентгеновская оптика широко применяется прежде всего для управления лазерным пучком, фокусировки, построения изображений. В то же время сфера ее применений значительно шире: космические исследования, материаловедение, микроскопия, проекционная рентгеновская литография, синхротронное излучение. В настоящее время работа в этих областях ведётся в нескольких лабораториях ФИАНа, а также в других институтах Российской Академии наук (см. [15]).

2. Активная среда. Ne-подобные ионы

Активной средой рентгеновских лазеров является плазма, содержащая многозарядные ионы. Это связано с чрезвычайно высокой скоростью вложения энергии в вещество, необходимой для получения и поддержания инверсии в представляющих практический интерес масштабах. Это можно проиллюстрировать следующим образом. При постоянной плотности вещества коэффициент усиления пропорционален λ^4 , а необходимая скорость вложения энергии в вещество g (эрг·см⁻³·с⁻¹) должна возрастать пропорционально λ^{-5} [16]. При $\lambda < 100 \text{ Å}$ столь высокие скорости накачки в лабораторных условиях (речь не идет о гигантских плазменных установках и ядерных взрывах) реализуются лишь в плазме, образующейся при фокусировании лазеров на твердые мишени. Первый эксперимент, направленный на создание рентгеновского лазера в лазерной плазме, содержащей многозарядные ионы, был выполнен во Франции [17]. Однако в то время фундаментальные данные о свойствах многозарядных ионов (уровни энергий, вероятности радиационных и столкновительных переходов, сечения рекомбинации и т. п.) были крайне ограничены. Отсутствовали также средства диагностики, позволяющие определять состояние лазерной плазмы на протяжении 1 нс и с пространственным разрешением $\sim 100-10 \text{ мкм}$.

В последующие 15 лет параллельно с развитием теоретических и экспериментальных работ по многозарядной лазерной плазме были проанализированы различные механизмы создания инверсии между уровнями многозарядных ионов: перезарядка, оптическая накачка, фото-рекомбинация, быстрое охлаждение или нагрев плазмы, столкновительное возбуждение и т. п. [12]. Именно последний механизм с использованием Ne-подобных ионов (рис. 1) был выбран для экспериментальной реализации в лаборатории Н.Г.Басова. Основанием послужили два обстоятельства [6]. Во-первых, вследствие значительной разности потенциалов ионизации Na- и Ne-подобных ионов наибольшая доля атомов вещества мишени в широкой области температур находится именно в виде Ne-подобных ионов. Во-вторых, инверсия на переходе $3p-3s$ в Ne-подобных ионах существует в стационарных условиях. Другими словами, создание инверсии не требует быстрого охлаждения или нагрева плазмы. Доста-

3. Быстрый капиллярный разряд

Прямое возбуждение плазмы электрическим разрядом всегда рассматривалось как возможный метод создания компактных и эффективных рентгеновских лазеров. Основным препятствием являлись асимметрия сжатия и аксиальные неоднородности плазмы мощных электрических разрядов, которые возникают из-за различного рода неустойчивостей. Положение существенно изменилось после того, как был достигнут эффект насыщения в капиллярном разряде [36].

Использование капиллярного разряда в качестве активной среды рентгеновских лазеров было впервые предложено в 1988 г. [37]. Ранее подобные разряды в откачанных капиллярах из органических материалов исследовались с точки зрения их применения в спектроскопии, микроскопии и литографии [38–41]. Однако за исключением одного случая (возбуждение тefлоновых капилляров импульсом с временем нарастания 10 нс [41]) плазма капиллярного разряда создавалась довольно медленными импульсами тока с временем нарастания, превышающим 50 нс. В типичных условиях плазма генерировалась разрядом конденсатора с малой индуктивностью (5–100 нФ) через цепь, в которой капиллярный канал одновременно играет роль главного разрядного промежутка, ограничивающего индуктивность. При этом большая масса материала, отрываемого от стенок, ограничивала, как правило, электронную температуру значениями порядка 60 эВ.

Для рентгеновского лазера используется капиллярный разряд с временем нарастания тока 10–40 нс. Малое время нарастания ограничивает количество материала стенок, поступающего в разряд до того, как магнитное поле начинает сжимать плазму, отрывая ее от стенок [36, 42, 43]. Таким образом решалась задача увеличения (точнее, оптимизации) температуры и плотности капиллярной плазмы.

Другой необходимый параметр активной среды с Ne-подобными ионами – высокое аспектное отношение. Активная область должна быть достаточно протяжённой. В случае безрезонаторной генерации необходимо выполнение условия $gL > 25$. В то же время инверсия, как уже отмечалось, создаётся за счёт выхода резонансного излучения. Поэтому вероятность поглощения его в активной среде должна быть мала: $kd < 1$, где k – коэффициент поглощения на переходе $3s - 2p$, опустошающем нижний лазерный уровень, d – диаметр или характерная ширина активной области. Комбинируя эти неравенства, получаем

$$\frac{L}{d} > \frac{25k}{g}.$$

В правой части неравенства стоят величины, зависящие, главным образом, от свойств иона и в меньшей мере – от электронной температуры и плотности активной среды. В частности, для Ne-подобных ионов оценки дают

$$\frac{L}{d} > 1000.$$

Кроме того, определённые требования предъявляются и к однородности активной среды. Помимо аксиальной, чрезвычайно нежелательна и поперечная неоднородность электронной плотности. Она приводит к рефракции, которая ограничивает длину пробега фо-

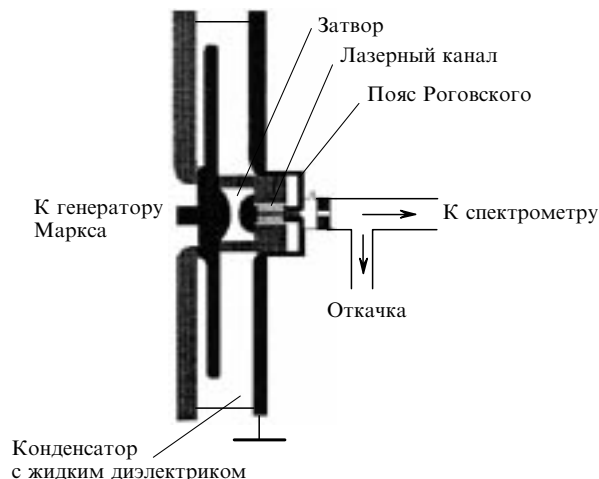


Рис.2. Схема капиллярного разряда для получения генерации на линии 469 \AA Ne-подобного Ag в режиме насыщения [42, 43].

тона и тем самым фактически ограничивает длину активной области L . Для лазерной плазмы, являющейся в высшей степени нестационарным и неоднородным объектом при времени порядка доли наносекунды и длинах около 10 мкм, рефракция представляет серьёзную техническую проблему. Этот вопрос подробно анализировался В.А. Чирковым [44]. Следует отметить, что в [37] и последующих работах Колорадского университета по рентгеновским лазерам на основе капиллярного разряда с самого начала была поставлена задача создания достаточно протяжённых, тонких и однородных плазменных шнуров.

Диагностика [42, 43, 45, 46] и моделирование [36, 43, 47–49] подтвердили, что плазма быстрых капиллярных разрядов является существенно нестационарным объектом. Она быстро контрактируется, нагревается и расширяется, представляя собой разновидность Z-пинча, свойства которого существенным образом зависят от стенок капилляра. Такого рода сжимающиеся капиллярные разряды обладают целым рядом качеств, необходимых для создания компактных и эффективных рентгеновских лазеров. Во-первых, это высокая эффективность образования плазмы большой плотности, содержащей многократно ионизованные атомы [42, 50, 51]. Во-вторых, возможность получения плазменных шнуров с очень большим аспектным отношением (до 1000:1) [36, 52]. В третьих, высокая аксиальная однородность возникающей плазмы, что является следствием однородности начального состояния, а также быстрого сжатия и, возможно, стабилизирующей роли стенок [47]. И, в-четвертых, быстрое движение плазмы в момент лазерного действия, приводящее к динамическому доплеровскому сдвигу, который способствует радиационному опустошению нижнего лазерного уровня [47].

На рис.2 представлена схема капиллярного разряда, который был успешно использован для достижения режима насыщения в линии с $\lambda = 469 \text{ \AA}$ Ne-подобного аргона [36, 42, 43]. Капилляр располагался на оси конденсатора ёмкостью 3 нФ, заполненного жидким диэлектриком. Конденсатор заряжался через генератор Маркса и затем разряжался через цепь, содержащую капилляр и разрядный промежуток, заполненный SF_6 . При импульсах тока 39 кА с временем нарастания 75 нс возникала аргоновая плазма длиной до 20 см [52]. Более компактное разрядное устройство на основе линии Блюмляйна испо-

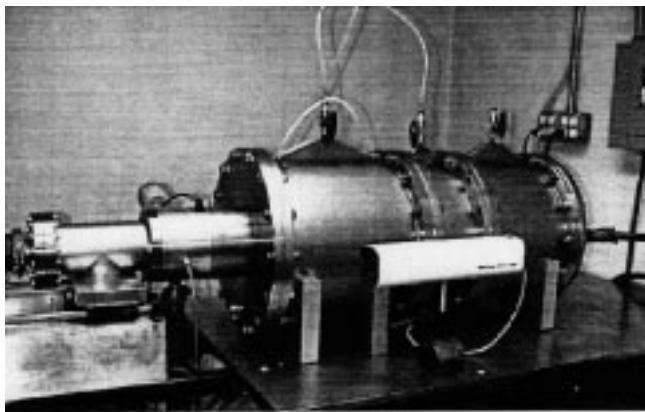


Рис.3. Рентгеновский лазер на капиллярном разряде средней мощностью ~ 1 мВт. Для сравнения впереди помещён гелий-неоновый лазер мощностью 5 мВт (фото Колорадского университета).

льзовалось для получения импульсов когерентного излучения с энергией до 25 мкДж в линии с $\lambda = 469 \text{ \AA}$ [53]. Впоследствии в лазере на капиллярном разряде приблизительно тех же размеров была достигнута средняя выходная энергия импульсов 0.88 мДж при частоте повторения 4 Гц на той же длине волны 469 \AA [54]. Фотография этого лазера приведена на рис.3.

Более мощный капиллярный разряд с импульсами тока 200 кА и временем нарастания до 10 нс использовался для создания плазмы, необходимой для генерации в более коротковолновом диапазоне [55]. Высокая эффективность, с которой быстрые капиллярные разряды генерируют многозарядную плазму, иллюстрируется замечательным сходством двух спектров аргона, приведенных на рис.4 [51]. Первый спектр (рис.4,а) был получен в капиллярном разряде с импульсом тока 43 кА при длительности импульса 28 нс (по полуширине) и времени нарастания 13 нс. Длина капилляра, заполненного аргоном, составляла 2.5 мм [51]. Второй спектр (рис.4,б) был получен на многотераваттной импульсной установке Gamble-II [56] при токах порядка 1 МА. Сходство этих спектров говорит о сходстве физических условий в разрядах, несмотря на огромную разницу в масштабах установок. При импульсах тока капиллярного разряда 51 кА электронная температура аргоновой плазмы длиной 1.5 мм превышала 150 эВ [42]. Спектры аналогичных разрядов в CaH_2 и TiH_2 показали, что электронная температура достаточна для возбуждения верхних лазерных уровней в неоподобных кальции и титане [57].

Динамика плазмы быстрого капиллярного разряда иллюстрируется рис.5. На нём приведена последовательность изображений, полученных с помощью рентгеновской камеры-обскуры, помещённой с торца плазменного столба [45]. Плазма генерировалась в полиацетатных капиллярах диаметром 4 мм, заполненных аргоном при давлении 700 мТор. При длительности первого полупериода 62 нс ток составлял 39 кА. Вначале основная часть плазмы и некогерентного рентгеновского излучения локализуется вблизи стенок капилляра (рис.5,а). Затем электромагнитная сила нарастающего импульса тока создаёт ударную волну и быстро сжимает плазму до размеров порядка 300 мкм в диаметре (рис.5,а-г). Как показывают расчёты, значительная часть тока (20%–50%) протекает через вещество, оторванное от стенок капилляра излучением плазмы или тепловой волной [36]. Оптимальные условия для осуществления лазерной генера-

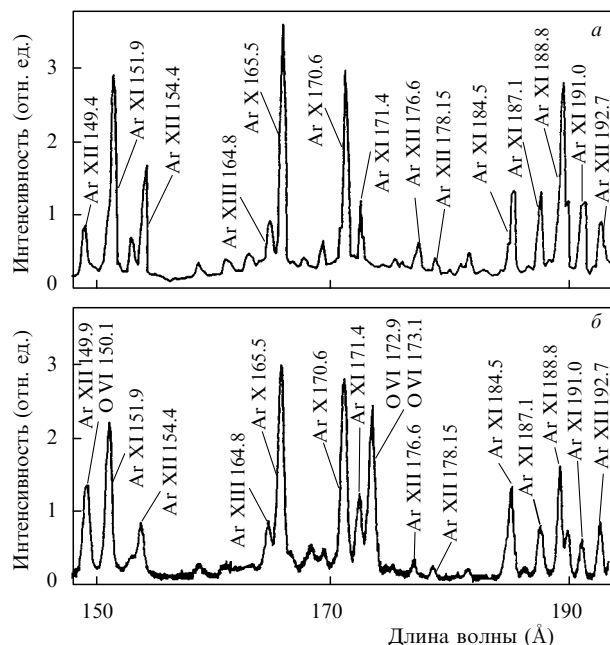


Рис.4. Рентгеновские спектры Ar, полученные на мощной плазменной установке Gamble II при токе 1 МА и мощности несколько тераватт (а) и в капиллярном разряде диаметром 2.5 мм при токе 43 кА и длительности импульса тока по полувысоте 30 нс (б).

ции при столкновительном механизме возбуждения создаются за несколько наносекунд до максимального сжатия, когда первая ударная волна достигает оси капилляра. Затем плазменный шнур расширяется и охлаждается (рис.5,д-ж). Второе, менее значительное сжатие, которое не представляет интереса для генерации рентгеновского излучения, происходит позже (рис.5,з). На рис.6 показано расчётное поведение электронной температуры и плотности вблизи оси капилляра, заполненного аргоном и возбуждаемого импульсами тока с первым полупериодом 70 нс. Лазерное действие в неоподобных ионах аргона за счёт столкновительного механизма возбуждения происходит в момент, когда электронная плотность быстро увеличивается и достигает $(0.3 - 1) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а электронная температура составляет 60–80 эВ [36, 49]. Затем в момент стагнации плазмы электронная плотность продолжает нарастать, и лазерное действие прекращается из-за усиливающейся рефракции и столкновительной термализации лазерных уровней. Электронная плотность и спонтанное излучение плазмы достигают максимума в момент стагнации, через 5–8 нс после лазерного импульса.

4. Генерация излучения на длине волны 469 \AA

Впервые лазерный эффект в рентгеновском диапазоне в электрическом разряде наблюдался Роккой с сотрудниками в 1994 г. на переходе $3p-3s$ ($J=0 \rightarrow J=1$) неоподобного иона аргона на $\lambda = 469 \text{ \AA}$ [58]. При этом использовался быстрый капиллярный разряд (см.рис.2). Длительность первого полупериода разрядного тока составила 60 нс, пиковое значение тока было равно 40 кА, диаметр капилляра – 4 мм, а длина – до 12 см. На рис.7 показано изменение наблюдаемой интенсивности линии генерации в зависимости от длины капилляра. По этим данным с использованием формулы Линфорда [59] было определено максимальное усиление $gL = 7.2$. Од-

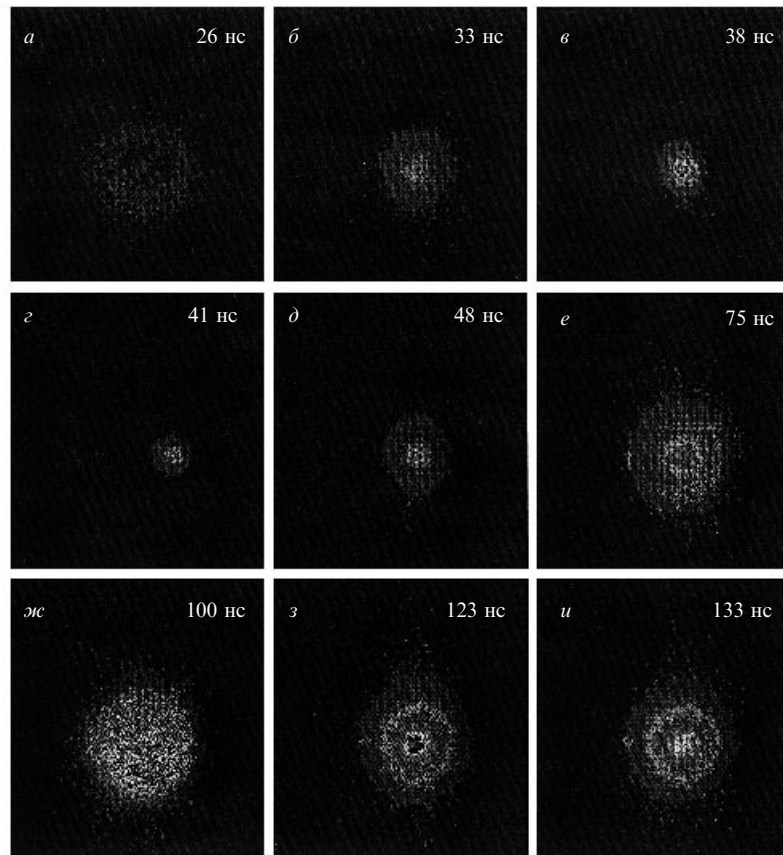


Рис.5. Последовательность изображений капиллярной плазмы (вид с торца); капилляр диаметром 4 мм и длиной 12 см заполнен Ar при давлении 700 мТор, разрядный ток составляет 39 кА, длительность полупериода – 62 нс. Изображения, соответствующие максимальному сжатию (г, д), получены при уменьшенной чувствительности детектора.

новременно наблюдалось небольшое усиление на $\lambda = 698 \text{ \AA}$ [43], что соответствует переходу $3p - 3s$ ($J = 0 \rightarrow J = 1$) того же иона.

В последующих экспериментах использовались капилляры длиной до 20 см, а также были оптимизированы условия разряда. Эксперименты при двухпроходном усилении были проведены с помощью иридиевого зеркала [36] и получено $gL = 27$. Таким образом, впервые в рентгеновском диапазоне было достигнуто насыщение.

Результаты экспериментов по наблюдению усиления в однопроходном режиме в капиллярном лазере длиной до 15.8 см показаны на рис.8. Видно, что энергия лазерного импульса возрастает экспоненциально с длиной приблизительно до 12 см, а затем начинает насыщаться. Обработка этих данных с помощью формулы Линфорда дает коэффициент усиления 1.16 см^{-1} , насыщение лазерной интенсивности начинается при усилении $gL = 14$.

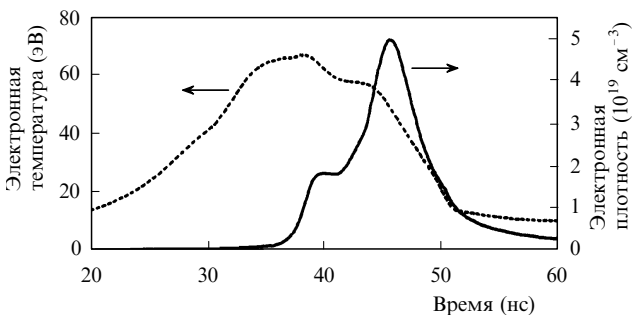


Рис.6. Расчётное поведение электронной плотности и температуры на оси капиллярного разряда.

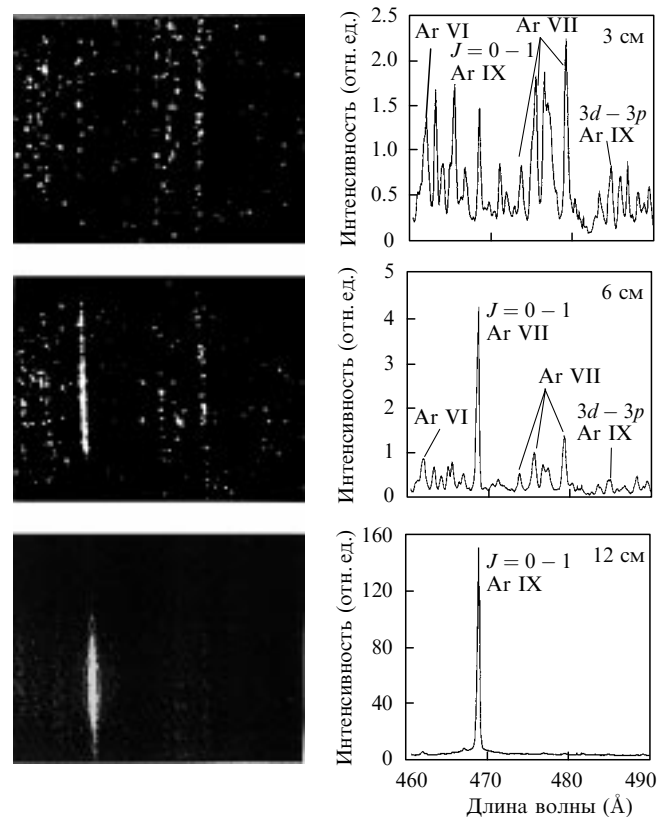


Рис.7. Спектры, наблюдавшиеся вдоль оси капиллярного разряда; рост интенсивности линии 469 \AA при изменении длины капилляра от 3 до 12 см ясно указывает на наличие лазерного эффекта.

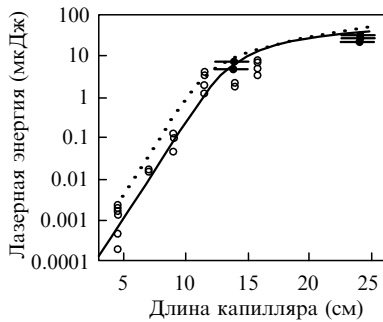


Рис. 8. Зависимость энергии генерации от длины капилляра: сравнение расчёта (горизонтальные линии) с экспериментом (кружки).

Эти результаты согласуются с двумя независимыми численными моделями плазменного столба в капилляре. Сплошная кривая на рис. 8 соответствует расчётам, предполагающим, что профили электронной плотности и коэффициента усиления являются параболическими, а пунктирная кривая соответствует электронной плотности и усилению, полученным из численных моделей, в которых учитывается магнитно-гидродинамическое движение и нестационарные атомные процессы [36]. Эти расчёты показали, что учёт рефракционных потерь позволяет адекватно описать измеренные характеристики плазмы. Длительность когерентного рентгеновского импульса составила 0.8 нс [36].

Полученные результаты позволили перейти к разработке компактных лазеров на $\lambda = 469 \text{ \AA}$ с размерами, близкими к габаритам типичных газовых лазеров видимого и УФ диапазонов [54, 60, 61]. На рис. 3 такой рентгеновский лазер изображен вместе с пятиваттным гелий-неоновым лазером. Компактный лазер на капиллярном разряде занимает на оптическом столе площадь $1 \text{ м} \times 0.4 \text{ м}$ [61]. Эти лазеры успешно использовались для интерферометрии и теневого фотографирования плазмы [62, 63]. В работе [60] сообщается, что лазер сходного размера работал с частотой повторения 7 Гц и энергией в импульсе 135 мДж, что соответствует средней мощности 0.9 мВт. Впоследствии энергия импульса была доведена до 0.88 мДж при частоте повторения 4 Гц [54]. На рис. 9 показаны выходная энергия и средняя мощность этого лазера, в котором используется керамический капилляр длиной 34.5 см. По своим когерентным свойствам и спектральной яркости при энергии фотона 26.5 эВ пучок излучения такого лазера аналогичен пучкам, генерируемым синхротронными источниками третьего поколения [60].

Более подробно параметры и применения частотного рентгеновского лазера на капиллярном разряде обсуждаются ниже. Здесь же в заключение отметим, что помимо аргона генерация была получена в парах серы и в хлоре [64]. Соответствующие длины волн переходов Ne-подобных ионов составили 608 и 529 \AA .

5. Характеристики пучка рентгеновского лазера на капиллярном разряде

Расходимость, а также распределение интенсивности излучения капиллярного рентгеновского лазера в ближней и дальней зонах систематически исследовались при разных условиях разряда [61]. На рис. 10 показана эволюция распределения интенсивности в ближней и дальней зонах при разных давлениях аргона в полиацетатном

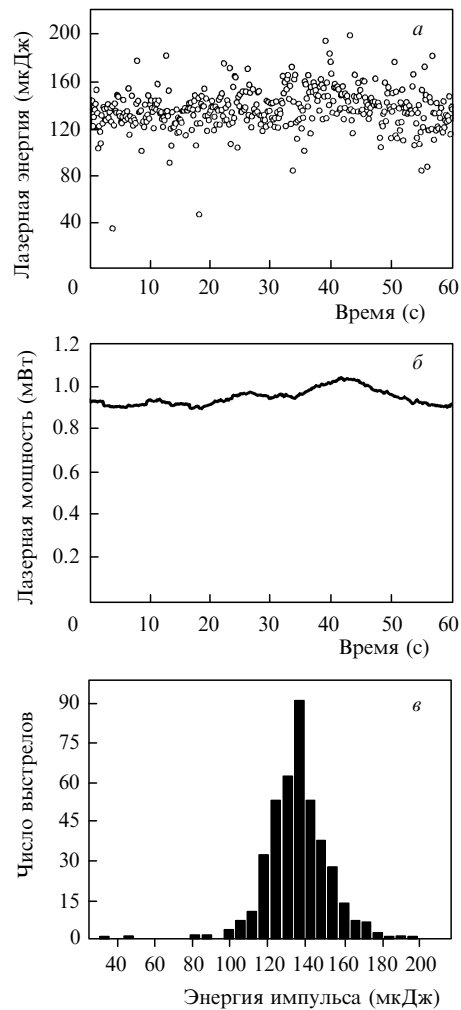


Рис. 9. Энергетические характеристики лазера на длине волны 469 \AA с частотой повторения импульса 4 Гц: временной ход энергии импульса (а), энергия импульса, усреднённая по 60 выстрелам (б) и распределение импульсов по энергии (в).

капилляре длиной 4 мм. При изменении давления от 750 до 500 мТор диаметр пучка на выходе усилителя и его расходимость увеличились от 150 до 300 мкм и от 2 до 5 мрад соответственно. Одновременно форма пятна менялась от сплошной до кольцевой. Это объясняется рефракцией в капиллярах низкого давления, вызванной большими градиентами электронной плотности [61]. Значительные градиенты возникают, как правило, при малых диаметрах плазменных шнуров и являются результатом сильного сжатия. Распределение интенсивности в капиллярных лазерах при высоком давлении имеет хорошую цилиндрическую симметрию. Пространственная структура излучения, характерная для лабораторных рентгеновских лазеров, возбуждаемых лазерами видимого диапазона [65], в данном случае не наблюдается.

Другая важная характеристика лазерного пучка – пространственная когерентность. Измерения впервые показали монотонное увеличение пространственной когерентности как функции длины капилляра [66]. Этот результат очень важен для достижения высокой степени когерентности в безрезонаторных рентгеновских лазерах. Как было предсказано в [67, 68], увеличение пространственной когерентности является следствием одно-временного действия волноводного эффекта и дефокусировки, уменьшающих число мод, захватываемых плаз-

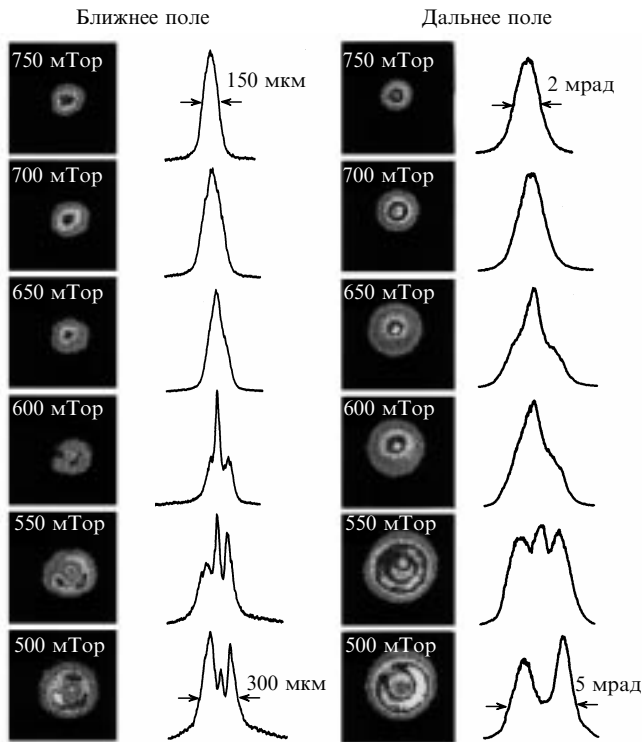


Рис.10. Распределение интенсивности рентгеновского лазера в ближней и дальней зонах при изменении давления аргона от 500 до 750 мТор.

менным столбом. В капиллярном лазере на неоподобных ионах аргона измерения пространственной когерентности были проведены путем введения ножевой диафрагмы в сечение пучка (рис.11). Этот метод был разработан Русом и впервые использован Альбертом и др. [69] при измерении когерентности лазера на неоподобном цинке. На рис.11 результаты измерений расходимости при длине капилляра от 8 до 16.4 см сравниваются с результатами моделирования. При увеличении длины усилителя видность полос дифракционной картины улучшается. На рис.11 показаны результаты количественного анализа этих данных. Для капилляра длиной 16.4 см длина когерентности составила около 4.5 мм в плоскости, расположенной на расстоянии 5.9 м от выходного окна усилителя. Это соответствует эффективному углу когерентности 0.8 мрад, что в 6 раз превышает дифракционную расходимость. Наблюдаемое монотонное увеличение пространственной когерентности с длиной капилляра служит дополнительным подтверждением высокой аксиальной однородности плазмы, получаемой в быстрых капиллярных разрядах.

6. Применения рентгеновского лазера на капиллярном разряде

Лазер на капиллярном разряде является одним из самых ярких существующих источников рентгеновского излучения. Основные параметры лазера на $3p - 3s$ -переходе Ne-подобного Ag в капиллярном разряде приведены ниже.

Длина волны (Å).....	469
Энергия в импульсе (мДж).....	0.1–0.9
Длительность импульса (нс).....	0.6–1.5
Средняя мощность (мВт).....	3.5

Пиковая мощность (МВт).....	0.1–0.6
Ширина линии $\Delta\lambda/\lambda$	менее 10^{-4}
Расходимость (мрад).....	4–6
КПД от розетки (%).....	$10^{-3} - 10^{-4}$
Ресурс без замены капилляра (имп.).....	$(3-8) \times 10^3$
Габариты (м).....	$0.4 \times 0.4 \times 1$

Таким образом, средняя мощность излучения в лазерной линии (~ 3 мВт) значительно больше, чем обычно получают на каналах синхротронного излучения после

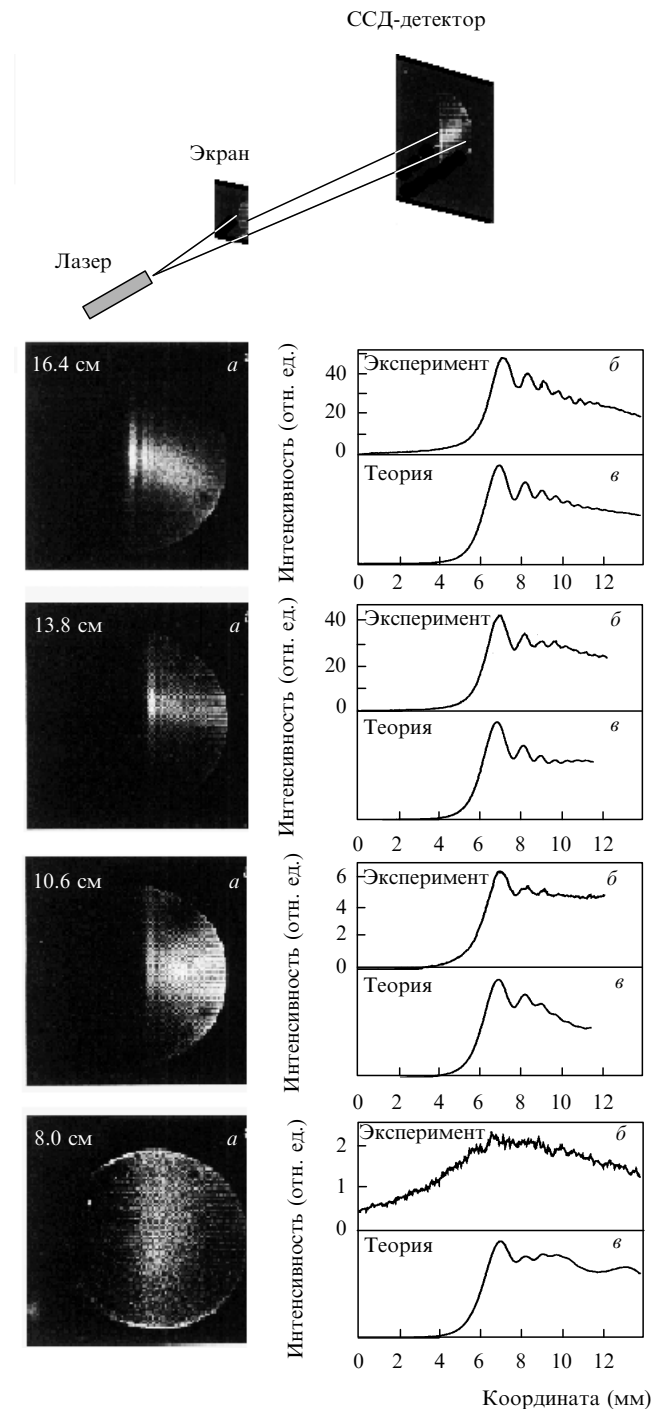


Рис.11. Схема и результаты экспериментов по измерению пространственной когерентности лазера на капиллярном разряде; слева (а) – дифракционные картины, полученные при различных длинах капилляров, справа – результаты их обработки (б) и моделирования (в).

монохроматизации пучка. Пиковая спектральная яркость, т. е. число отнесённых к площади 1 мм^2 фотонов, испущенных в телесный угол 10^{-6} мрад² и спектральную полосу $10^{-4} \lambda$ (где λ – длина волны), составляет 2×10^{25} фот. \cdot мм⁻² \cdot мрад⁻² в полосу $\Delta\lambda/\lambda = 0.01\%$. Это значение на несколько порядков превышает полученное на специализированных синхротронах третьего поколения и, по-видимому, будет превзойдено лишь в лазерах на свободных электронах [60].

Радиус когерентности пятна лазера на расстоянии 15.7 см от источника составляет 0.55 мм. В нем содержится от 12.5 % до 50 % энергии импульса. В отличие от синхротрона, длина волны капиллярного лазера не может перестраиваться. Поэтому, несмотря на высокую среднюю и пиковую мощность, он не является альтернативой синхротронному излучению в его многочисленных применениях. В то же время уже выполнен целый ряд экспериментов, показавших, что компактный лазер на капиллярном разряде открывает новые возможности и может быть полезным инструментом в исследованиях высокотемпературной плотной плазмы, абляции и модификации материалов, в рефлектометрии и эллипсометрии, при калибровке оптических элементов. В [70, 71] сообщается о разработке многослойных покрытий на основе отражающих периодических структур Sc–Si, которые позволяют создавать зеркала с коэффициентом отражения 45 % при нормальном падении, а также поляризующие зеркала при угле падения, близком к 45°.

Таким образом, впервые в коротковолновом диапазоне в распоряжении исследователей появились компактный квазинепрерывный источник лазерного излучения и эффективная оптика для управления лазерным пучком.

Одно из первых применений такого лазера – *интерферометрия плазмы*. Речь идёт о плотной высокотемпературной плазме, получаемой в быстрых разрядах. Преимущества излучения рентгеновского лазера по сравнению с 4-й гармоникой неодимового лазера ($\lambda = 265 \text{ нм}$), часто используемой для этой цели, очевидны. Во-первых, за счёт уменьшения длины волны критическая плотность, т. е. максимальная плотность плазмы, в которую может проникать излучение, возрастает в 32 раза и составляет $\sim 3 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Во-вторых, длина пробега зондирующего излучения, определяемая тормозным поглощением, также возрастает. Например, для плазмы с концентрацией электронов n_e , электронной температурой 200 эВ и средним зарядом $Z = 15$ ослабление лазерного пучка в e раз на пути l соответствует произведению

$$n_e^2 l = 5.8 \times 10^{41} \text{ см}^{-5},$$

в то время как для 4-й гармоники YAG-лазера

$$n_e^2 l = 1.7 \times 10^{40} \text{ см}^{-5}.$$

Это означает, что при $n_e = 2 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ характерные размеры области исследуемой плазмы возрастают с 40 мкм до 1.5 мм.

В работах [72, 73] с помощью лазера на капиллярном разряде получены теньевые фототографии и интерферограммы микропинчевой плазмы с температурой ~ 10 эВ. Максимальное значение n_e , полученное при обработке интерферограмм, составило $3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Интерферометр был собран по схеме Ллойда с двумя многослой-

ными зеркалами, которые использовались для получения изображений интерференционных полос.

В работе [74] капиллярный лазер использовался в схеме интерферометра Маха–Цендера для зондирования лазерной плазмы. Разделение и сведение пучков осуществлялось с помощью дифракционных решёток скользящего падения. Интерференционные полосы локализовались сферическим многослойным зеркалом. Максимальная электронная плотность составила $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [75]. Оценки показывают, что просветить столь плотную и неоднородную плазму УФ излучением 4-й гармоники YAG-лазера невозможно из-за рефракции.

Высокая средняя мощность даёт возможность применять капиллярный лазер для исследований в области *рефлектометрии* и *эллипсометрии*. С этой целью на основе компактного капиллярного лазера был собран рефлектометр для измерений коэффициента отражения и определения по этим данным оптических констант n и k на $\lambda = 469 \text{ \AA}$. Ранее подобные измерения выполнялись только с помощью синхротронов либо, на длинах волн 584 и 304 \AA , с помощью гелиевой лампы. Результаты измерений на лазерном рефлектометре опубликованы в [76]. Отметим, что в этой области спектра глубина проникновения во все материалы исключительно мала и не превышает 10 нм. Загрязнение поверхности образцов в атмосфере уменьшает её ещё сильнее и существенно сказывается на коэффициенте отражения. Получение образцов с незагрязнённой поверхностью, не меняющей коэффициента отражения, является исключительно сложной задачей. Для её решения проводятся измерения при большом числе значений углов падения и подгоняются величины n и k путём сравнения результатов с теоретическими моделями, учитывающими наличие загрязнённого переходного слоя, параметры которого определяются из тех же измерений (подробнее см. [15] и [76]). Благодаря высокой средней мощности капиллярного лазера подобные измерения на лазерном рефлектометре не требуют значительного времени и обеспечивают достаточно высокую точность определения оптических констант. Они были выполнены для Si, SiO₂, GaAs, GaP, GaAsP, Ir. Для ряда перечисленных материалов оптические константы в этой области спектра ранее не были известны.

Тот же лазерный рефлектометр использовался для поляризационных измерений эффективности дифракционных решёток [77]. После двух отражений от многослойных зеркал под углом 45° лазерный пучок приобрёл степень линейной поляризации, равную 96%. Предельные возможности Sc–Si многослойных зеркал для создания различных поляризационных элементов рассматривались в [78].

Значительная энергия в импульсе капиллярного лазера и наличие зеркал позволили получить интенсивные потоки излучения и впервые в этом диапазоне длин волн исследовать *абляцию материалов* [79]. Острая фокусировка пучка рентгеновского лазера осуществлялась устройством, содержащим плоское и вогнутое многослойное зеркало. В результате на поверхностях латуни, меди и нержавеющей стали были получены кратеры диаметром ~ 17 мкм с глубокими отверстиями в центре диаметром до 3 мкм. Сравнение с расчётным распределением лазерной интенсивности на поверхности образца дало максимальную интенсивность $\sim 10^{11} \text{ Вт/см}^2$. Таким образом, импульсно-периодический рентгеновский лазер позволяет получать на поверхности образца интенсив-

ность излучения, достаточную для модификации и обработки материалов, а также абляции.

7. Заключение

Разработка и научные применения первого импульсно-периодического рентгеновского лазера – важный шаг к решению задачи, сформулированной ещё при возникновении квантовой электроники: освоение рентгеновского дипазона длин волн. Как уже отмечалось, трудности, нарастающие при уменьшении длины волны генерации в плазменной активной среде, не только связаны с технологическими проблемами, но и имеют фундаментальную природу. Поэтому сейчас сложно предсказать, удастся ли на основе капиллярного разряда создать более коротковолновые компактные рентгеновские лазеры.

В то же время в ходе исследований по лабораторным рентгеновским лазерам был решён целый ряд смежных проблем. (Подробный анализ результатов, полученных в ходе выполнения программы работ по рентгеновским лазерам, сделан Дж.Нильсеном [80–82] в Лоуренсовской Ливерморской национальной лаборатории (США)). Отметим прежде всего развитие быстрых электрических разрядов, иницирующих однородный плазменный шнур длиной десятки сантиметров и с аспектным отношением 1000:1; пространственно-временной контроль лазерных импульсов накачки, позволяющий реализовать в активной среде параметры плазмы, способные обеспечить высокий коэффициент усиления в рентгеновском диапазоне; разработку новых методов и средств диагностики и спектроскопии плазмы. Существенно продвинулись работы по измерению длин волн и расчету переходов и других фундаментальных характеристик многозарядных ионов. В тесном взаимодействии с работами по рентгеновским лазерам развивались исследования по рентгеновской оптике.

В настоящее время главные надежды на дальнейшее существенное продвижение в коротковолновый диапазон связаны с лазерами на свободных электронах. Эти крупномасштабные и дорогостоящие установки ещё только сооружаются, в то время как лазер на капиллярном разряде уже сейчас обладает характеристиками, позволяющими вести эксперименты с рекордно высокой импульсной, а также средней мощностью когерентного рентгеновского пучка. Таким образом, лазер на капиллярном разряде, помимо самостоятельных приложений, даёт возможность приобрести знания и опыт, полезные для разработки, оснащения и применения будущих рентгеновских лазеров. Интерес к этому лазеру в последние годы возрастает [83–86]. Он стал предметом многолетнего и успешного сотрудничества Колорадского университета и Отделения квантовой радиофизики им Н.Г. Басова Физического института РАН. В рамках этого сотрудничества, финансируемого в 1998–2002 гг. фондом CRDF (гранты № RP1-240 и № RP1-2267), разработана многослойная оптика для лазера на капиллярном разряде и продолжают работы по его применению.

1. Молчанов А.Г. *УФН*, **106**, 165 (1972).
2. Rocca J.J. *Rev. Sci. Instrum.*, **70**, 3799 (1999).
3. *Proc. 7-th Int. Conf. on X-ray lasers*. Ed. by G.Jamelot, C.Möller, A.K.Klitsnick. *J. Phys. IV*, **11**, Pr.2, Juillet (2001).
4. Розанов В.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **12**, 486 (1970).
5. Розанов В.Б. *Квантовая электроника*, № 3, 54 (1971).

6. Виноградов А.В., Собельман И.И., Юков Е.А. *Квантовая электроника*, **4**, 63 (1977).
7. Илюхин А.А., Перегудов Г.В., Рагозин Е.Н., Собельман И.И., Чирков В.А. *Письма в ЖЭТФ*, **25**, 535 (1977).
8. Скобелев И.Ю. Канд. дисс. (М., ФИАН, 1978).
9. Виноградов А.В. Докт. дисс. (М., ФИАН, 1978).
10. Шляпцев В.Н., Канд. дисс. (М., ФИАН, 1987).
11. Grati M., Tomasel F.G., Boners V., et al. *Proc. 7-th Int. Conf. on X-ray lasers*. Ed. by G.Jamelot, C.Möller, A.K.Klitsnick. *J. Phys. IV*, **11**, Pr.2-571, Juillet (2001).
12. Эльтон Р. *Рентгеновские лазеры* (М., Мир, 1994).
13. Виноградов А.В., Зельдович Б.Я. *Препринт ФИАН № 185* (М., 1976); *Appl. Opt.*, **16**, 89 (1977).
14. Spiller E. *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 365 (1972).
15. Виноградов А.В. *Квантовая электроника*, **32**, № 12, 1113 (2002).
16. Виноградов А.В., Собельман И.И. *ЖЭТФ*, **63**, 2113 (1972).
17. Jaegle P., Carilon A., Dhez P., Jamelot G., Sereau A., Cukier M. *Phys. Lett. A*, **36**, 167 (1971).
18. Виноградов А.В., Шляпцев В.Н. *Квантовая электроника*, **7**, 1319 (1980).
19. Виноградов А.В., Шляпцев В.Н. *Квантовая электроника*, **10**, 516 (1983).
20. Виноградов А.В., Шляпцев В.Н. *Квантовая электроника*, **10**, 2325 (1983).
21. Вайнштейн Л.А., Виноградов А.В., Софронова У.И., Скобелев И.Ю. *Квантовая электроника*, **5**, 417 (1978).
22. Matthews D., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 100 (1985).
23. Rosen M.D., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 110 (1985).
24. DaSilva L.B., Trebes J.E., Balhorn R., et al. *Science*, **258**, 269 (1992).
25. DaSilva L.B., Barbee T.W., Canble R., et al. *Proc. 5-th Int. Conf. on X-ray lasers* (IOP151, 1996, p.496).
26. Lee T.N., McLean E.A., Elton R.C. *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 1185 (1987).
27. Lee T.N., McLean E.A., Elton R.C. In: *Atomic Processes in Plasmas* (APS Conf. Proc., 1988, No. 168, p.125).
28. Kato Y. *Proc. 5th Int. Conf. on X-ray lasers* (IOP151, 1996, p.274).
29. Tommasini R., Lowenthal F., Balmer J.E. *Phys. Rev. A*, **59**, 1577 (1999).
30. Афанасьев Ю.В., Шляпцев В.Н. *Квантовая электроника*, **16**, 2499 (1989).
31. Elton R.C. *Appl. Opt.*, **14**, 97 (1975).
32. Жерихин А.Н., Кошелев К.Н., Летохов В.С. *Квантовая электроника*, **3**, 152 (1976).
33. Dunn J., Osterheld A.L., Nilsen J., et al. *Proc. 7-th Int. Conf. on X-ray lasers*. Ed. by G.Jamelot, C.Möller, A.K.Klitsnick. *J. Phys. IV*, **11**, Pr.2-19, Juillet (2001).
34. R.Li, Xu Z.Z. *Proc. 7-th Int. Conf. on X-ray lasers*. Ed. by G.Jamelot, C.Möller, A.K.Klitsnick. *J. Phys. IV*, **11**, Pr.2-27, Juillet (2001).
35. Ozaki T., Ganeev R.A., Ishizawa A., Kanai T., Kuroda H. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 253902-1 (2002).
36. Rocca J.J., Clark D.P., Chilla J.L.A., Shlyaptsev V.N. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1476 (1996).
37. Rocca J.J., Beetle D.C., Marconi M.C. *Opt. Lett.*, **13**, 565 (1988).
38. Conrads H. *Z. Phys.*, **444**, 200 (1967).
39. Bogen P., Conrads H., Gatti G., Kohlhaas W. *J. Opt. Soc. Am.*, **58**, 203 (1968).
40. McCorkle R.A. *Appl. Phys. A: Sol. Surf.*, **26**, 261 (1981).
41. Zakharov S.M., Kolomenskii A.A., Pikuz S., Samokhin A.I. *Sov. Tech. Phys. Lett.*, **6**, 486 (1980).
42. Rocca J.J., Cortazar O.D., Szapiro B., Tomasel F.G. *Phys. Rev. E*, **47**, 1299 (1993).
43. Rocca J.J., Tomasel F.G., Marconi M.C., Shlyaptsev V.N., Chilla J.L.A., Szapiro B.T., Guidice G. *Phys. Plasmas*, **2**, 2547 (1995).
44. Чирков В.А. *Квантовая электроника*, **11**, 2253 (1984).
45. Tomasel F.G., Rocca J.J., Shlyaptsev V.N. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **24**, 49 (1996).
46. Hosakai T., Nakajima M., Auki T., Ogawa M., Horioka K. *Jpn. J. Appl. Phys.*, Pt. 1, **36**, 2327 (1977); Bender III H., Grantham S.E., Shlyaptsev V.N., Rocca J.J., Richardson M.C., Silfvast W.T. *Proc. 6-th Intern. Conf. on X-ray Lasers* Ed. by Y.Kato, H.Takuma, H.Daido (IOP, Univ. Berkshire, 1999).
47. Shlyaptsev V.N., Rocca J.J., Osterheld A.L. *Proc. SPIE Int. Opt. Soc. Eng.*, **2520**, 265 (1995).
48. Shlyaptsev V.N., Gerusov A.V., Vinogradov A.V., Rocca J.J.,

- Cortazar O.D., Tomasel F., Szapiro B. *Proc. SPIE Int. Opt. Soc. Eng.*, **2012**, 99 (1993).
49. Bobrova A., Bulanov S.V., Razinkova T.L., Sasorov P.V. *Plasma Phys. Rev.*, **22**, 349 (1996); Nemirovsky R., Ben-Kish A., Shuker M., Ron A. *Proc. 6-th Intern. Conf. on X-ray Lasers*. Ed. by Y.Kato, H.Takuma, H.Daido (IOP, Univ. Berkshire, 1999).
50. Rocca J.J., Cortazar O.D., Szapiro B.T., Tomasel F.G. *Phys. Rev. E*, **48**, R2378 (1993).
51. Rocca J.J., Cortazar O.D., Szapiro B.T., Tomasel F.G., Hartshorn D. *Proc. SPIE Int. Opt. Soc. Eng.*, **2012**, 67 (1993); Rocca J.J., Tomasel F.G., Moreno C.A., Shlyaptsev V.N., Marconi M.C., Benware B.A., Gonzales J.J., Chilla J.L.A., Macchietto C.D. *J. Phys. (Paris), Colloq.*, **7**, C4-353 (1997).
52. Rocca J.J., Marconi M.C., Chilla J.L.A., Clark D.P., Tomasel F.G., Shlyaptsev V.N. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **1**, 945 (1995).
53. Nickles P.V., Schnürer M., Kalashnikov M.P., Will I., Sander W., Shlyaptsev V.N. *Proc. SPIE Int. Opt. Soc. Eng.*, **2520**, 373 (1995).
54. Macchietto C.D., Benware B.R., Rocca J.J. *Opt. Lett.*, **24**, 1115 (1999).
55. Gonzalez J.J., Frati M., Rocca J.J., Shlyaptsev V.N. *Proc. 6-th Intern. Conf. on X-ray Lasers*. Ed. by Y.Kato, H.Takuma, H.Daido (IOP, Univ. Berkshire, 1999).
56. Burkhalter P.G., Mehlman G., Young F.C., Stephanakis S.J., Scherrer V.E., Newman D.A. *J. Phys. (Paris), Colloq.*, **47**, C-247 (1986).
57. Rocca J.J., Cortazar O.D., Tomasel F.G., Szapiro B.T. *Phys. Rev. E*, **48**, R2378 (1993).
58. Rocca J.J., Shlyaptsev V.N., Tomasel F.G., Cortazar O.D., Hartshorn D., Chilla J.L.A. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 2192 (1994).
59. Linford G.J., Peressini E.R., Soor W.R., Spaeth M.L. *Appl. Opt.*, **13**, 379 (1974).
60. Benware B.R., Macchietto C.D., Moreno C.H., Rocca J.J. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 5804 (1998).
61. Moreno C.H., Marconi M.C., Shlyaptsev V.N., Benware B.R., Macchietto C.D., Chilla J.L.A., Rocca J.J., Osterheld A. *Phys. Rev. A*, **58**, 1509 (1998).
62. Moreno C.H., Marconi M.C., Shlyaptsev V.N., Rocca J.J. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **27**, 6 (1999).
63. Rocca J.J., Moreno C.H., Marconi M.C., Kanizay K. *Opt. Lett.*, **24**, 420 (1999).
64. Frati M., Seminario M., Rocca J.J. *Opt. Lett.*, **25**, 1022 (2000).
65. Nilsen J., Moreno J.C., DaSilva L.B., Barbee T.W., Jr. *Phys. Rev. A*, **55**, 827 (1997).
66. Marconi M.C., Chilla J.L.A., Moreno C.H., Benware B.R., Rocca J.J. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 2799 (1997).
67. London R.A., Strauss M., Rosen M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 563 (1990).
68. Feit M.D., Flech J.J.A. *J. Opt. Soc. Am.*, **7**, 2048 (1990).
69. Rus B. *Proc. SPIE Int. Opt. Soc. Eng.*, **3156**, 17 (1997); Albert F., et al. *Ibid.*, **3156**, 247 (1997).
70. Uspenskii Yu.A., Antonov S.V., Fedotov V.Yu., Vinogradov A.V. *Proc. SPIE Int. Opt. Soc. Eng.*, **3156**, 288 (1997).
71. Uspenskii Yu.A., Levashev V.E., Vinogradov A.V., Fedorenko A.I., Kondratenko V.V., Persin Yu.P., Zubarev E.N., Fedotov V.Yu. *Opt. Lett.*, **23**, 771 (1998).
72. Rocca J.J., Moreno C.H., Marconi M.C., Kanizay M.K. *Opt. Lett.*, **24**, 420 (1999).
73. Moreno C.H., Marconi M.C., Kanizay M.K., Rocca J.J., Uspenskii Yu.A., Vinogradov A.V., Pershin Yu.P. *Phys. Rev. E*, **60**, 911 (1999).
74. Rocca J.J., Filevich J., Marconi M.C., Ozols A., Kanizay M.K., Benware B.R., Chilla J.L.A., Artioukov I.A., Kasjanov Yu.S., Kondratenko V.V., Vinogradov A.V. *Proc. SPIE Int. Opt. Soc. Eng.*, **4065**, 173 (2000).
75. Filevich J., Marconi M.C., Kanizay M.K., Chilla J.L.A., Rocca J.J. *Proc. 7-th Int. Conf. on X-ray lasers*. Ed. by G.Jamelot, C.Möller, A.K.Klisnick. *J. Phys.*, **IV**, **11**, Pr.2-483, Juillet (2001).
76. Artioukov I.A., Benware B.R., Rocca J.J., Forsyth M., Uspenskii Yu.A., Vinogradov A.V. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **5**, 1495 (1999).
77. Benware B.R., Seminario V., Lecher A.L., Rocca J.J., Uspenskii Yu.A., Vinogradov A.V., Kondratenko V.V., Pershin Yu.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **18**, 1 (2001).
78. Fetchenko R.M., Vinogradov A.V. *Proc. 7-th Int. Conf. on X-ray lasers*. Ed. by G.Jamelot, C.Möller, A.K.Klisnick. *J. Phys.*, **IV**, **11**, Pr.2-523, Juillet (2001).
79. Benware B.R., Ozols A., Rocca J.J., Artioukov I.A., Kondratenko V.V., Vinogradov A.V. *Opt. Lett.*, **24**, 1714 (1999).
80. Nilsen J. *E&TR*, November, p.13 (1994).
81. Nilsen J. *Legacy of the X-Ray Laser Program* (Lawrence Livermor National Laboratory, 1993), UCRL-LR-114552.
82. Нильсен Дж. *Квантовая электроника*, **33**, 1 (2003).
83. Ben-Kish A., Shuker M., Nemirovsky R.A., Fisher A., Ron A., Schwob J.L. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 1 (2001).
84. Tomassetti G., Ritucci A., Reale A., Palladino L., Reale L., Kuhlevsky S.V., Flora F., Mezi L., Kaizer J., Faenov A., Pikuz T. *Euro. Phys. J. D.*, **19**, 73 (2002).
85. Niimi G., Hayashi Y., Nakajima M., Watanabe M., Okino A., Horioka K., Hotto E. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **34**, 1 (2001).
86. Kolaček K. *Report to XXVII ECLIM* (Moscow, October, 2002).