

Численное моделирование активной среды и исследование источника накачки для разработки фотохимического XeF(C–A)-усилителя фемтосекундных оптических импульсов

Г.Я.Малиновский*, С.Б.Мамаев*, Л.Д.Михеев*, Т.Ю.Москалев*, М.Л.Сентис**, В.И.Черемискин*, В.И.Яловой*

Путем численного моделирования активной среды XeF(C–A)-усилителя найдены условия ее пространственно-одно-родного возбуждения. Показано, что в переходном режиме формирования волны просветления эффективность возбуждения возрастает с увеличением крутизны нарастания импульса накачки. Разработан и исследован источник оптической накачки XeF(C–A)-усилителя, основанный на принципиально новом подходе к формированию поверхностного разряда большой площади (порядка 100 см² и более) без использования в цепи питания коммутационных устройств, включенных последовательно с разрядом. Получены рекордно короткие (0.6–0.7 пс) для данного типа источников импульсы излучения. Применение такого источника в многопроходном усилителе длиной 50 см позволяет рассчитывать на достижение полного коэффициента усиления $\sim 10^3$.

Ключевые слова: численное моделирование, активная среда, источник накачки, фотохимический XeF-усилитель, фемтосекундные импульсы.

1. Введение

Активная среда XeF, в которой для генерации используется переход C–A, уже давно обсуждается в научной литературе как альтернатива существующим системам для усиления оптических импульсов фемтосекундного диапазона. Преимуществом указанного перехода является широкий (~ 60 нм) спектр в области 480 нм, эквивалентный спектру импульсов предельной длительности ~ 10 фс, и высокая по сравнению с другими используемыми эксимерами плотность энергии насыщения 0.05 Дж/см². Положительной особенностью данного перехода является также то обстоятельство, что его длина волны совпадает со второй гармоникой Ti:сапфирового лазера, что существенно упрощает формирование усиленного импульса.

Наконец, эта среда является газовой с плотностью $\sim 10^{19}$ см⁻³ и поэтому допускает прямое усиление импульсов без использования метода чирпирования, основанного на применении сложных и дорогостоящих систем растяжения и сжатия усиливаемых импульсов. Последнее обстоятельство становится особенно важным при высокой выходной мощности, приближающейся к 10^{15} Вт.

Кроме того, газовый характер среды обуславливает возможность ее масштабирования. В настоящее время

экспериментально получены выходные энергии фотохимического XeF-лазера порядка 1 кДж в УФ диапазоне (на переходе B–X) [1] и 120 Дж (на переходе C–A) [2].

Возможность усиления оптических импульсов фемтосекундного диапазона длительностей на переходе XeF(C–A) не вызывает сомнений. Доказательством этого служат результаты экспериментальных исследований усиления на данном переходе импульсов длительностью 800 и 250 фс до тераваттной мощности при накачке электронным пучком [3,4] и теоретического анализа усиления импульсов длительностью вплоть до 50 фс [5]. Отличие предлагаемого в настоящей работе подхода состоит лишь в более простом и дешевом способе формирования активной среды, в основе которого лежит фотодиссоциация паров XeF₂ вакуумным УФ (ВУФ) излучением (145–180 нм) [6].

Особенностью возбуждения существующих XeF-лазеров является образование волны просветления, которая приводит к возникновению узкой активной зоны, убегающей от источника накачки. Образование волны просветления и связанной с ней волны возбуждения обусловлено тем обстоятельством, что, благодаря высокому сечению поглощения XeF₂ ($\sigma_{\max} \sim 7 \cdot 10^{-17}$ см² в максимуме полосы поглощения на $\lambda_{\max} = 158$ нм) и потоку фотонов в полосу поглощения ($I \sim 10^{23}$ фот./см²·с), время жизни молекул XeF₂ в поле излучения источника накачки $(\sigma I)^{-1}$ вблизи его поверхности оказывается существенно меньше длительности импульса возбуждения ($\sim 10^{-5} - 10^{-4}$ с). Это приводит к полной диссоциации вещества не только в пределах слоя единичной оптической толщины, прилегающего к источнику накачки, но и в более глубоких слоях вещества. В результате в поглощающей среде возникает волна просветления, на фронте которой происходит возбуждение активной среды. Более

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; тел./факс: (095) 135 87 03; e-mail: mikheev@sci.lebedev.ru

**Laboratoire Lasers, Plasmas et Procédés Photoniques, FRE 2165 CNRS – Aix-Marseille II University, Campus de Luminy, case 917, 13288 Marseille Cedex 09, France

подробно эти процессы рассмотрены в целом ряде работ (см., напр., [7–14] и цитируемую там литературу).

В [15] предложен метод усиления фемтосекундных оптических импульсов в волне просветления. Мы рассмотрим несколько иной принцип, который состоит в пространственно-однородном возбуждении активной среды за счет частичного фоторазложения XeF_2 . Это оказывается возможным в начальный период формирования волны просветления (в переходном режиме) в активной среде, помещенной между двумя плоскими источниками накачки, при единичной оптической толщине поглощающего слоя, сравнимой с расстоянием между источниками.

Ключевой проблемой в разработке конструкции усилителя является создание источника накачки, определяющего конфигурацию и свойства усилителя. В данном случае к нему предъявляются требования, отличные от тех, которым удовлетворяли электроразрядные источники накачки, ранее использовавшиеся в фотохимических лазерах [16]. В частности, предпочтительными являются плоская геометрия источника накачки и длительность фронта нарастания импульса излучения, лежащая в субмикросекундном диапазоне. Плоская геометрия источника облегчает реализацию многопроходной схемы усиления, а сокращение длительности фронта нарастания приводит к увеличению коэффициента усиления, как это следует из численного анализа активной среды.

Перечисленным выше требованиям легче всего удовлетворить, используя поверхностный разряд. Свойствами, наиболее близкими к требуемым, обладает листовый разряд по поверхности диэлектрика: большая поверхность свечения (100 см² и более), яркостная температура 20 кК и выше, высокая крутизна фронта импульса (см., напр., [17, 18]). В цитируемой литературе исследовались листовые разряды площадью до 440 см². При этом показано, что при удельных энергиях (на единицу площади поверхности, покрываемой разрядом) более 4 Дж/см² температура плазмы достигает 20 кК [17].

Однако длительности импульсов излучения в условиях, обеспечивающих необходимый удельный энерго-вклад на большой поверхности, как правило, превышают 1 мкс. По нашим представлениям, существенный вклад в импеданс разрядной цепи вносит коммутирующее устройство, последовательно включенное в разрядную цепь для формирования поверхностного разряда листового типа. Его применение обусловлено необходимостью создания напряженности поля на разрядном промежутке, значительно превышающей порог пробоя, что является важным условием развития однородного по поверхности разряда. Кроме того, поверхностный листовый разряд обычно характеризуется очень низким импедансом, поэтому наличие в цепи коммутирующего устройства ухудшает согласование разряда с источником питания, определяющее эффективность источника накачки в целом.

В работе [19] описан источник субмикросекундной длительности на основе многоканального поверхностного разряда с плоской геометрией, коммутация которого осуществляется дополнительными электродами, расположенными в центральных частях разрядных промежутков. Такой способ не требует включения последовательно с основным разрядом дополнительного коммутирующего устройства, что позволяет снизить импеданс цепи питания и, соответственно, сократить длительность импульса до долей микросекунды. В настоящей работе развит несколько иной принцип формирования много-

канального поверхностного разряда, также не требующий последовательного включения коммутирующего устройства.

2. Численное моделирование активной среды

Как уже указывалось, физический принцип оптического возбуждения перехода $\text{XeF}(C - A)$ состоит в фотоллизе XeF_2 ВУФ излучением (145–180 нм), в результате которого образуется XeF преимущественно в B -состоянии (выход C -состояния более чем на порядок ниже [20, 21]). При соответствующем подборе буферного газа происходит эффективная столкновительная релаксация $\text{XeF}(B)$ в C -состояние, лежащее приблизительно на 600 см⁻¹ ниже B -состояния. Рабочим является переход в сине-зеленой области (480 нм) в разлетное A -состояние. Важно отметить, что эффективное заселение C -состояния возможно при довольно низком давлении буферного газа – порядка 100 мм рт.ст. Данное обстоятельство имеет чрезвычайно важное значение, т.к. использование столь разреженной среды позволяет рассчитывать на то, что влияние нелинейных явлений в усиливающей среде на усиление будет достаточно слабым.

Численное моделирование производилось для активной среды, помещенной между двумя источниками накачки, которые представляли собой бесконечные параллельные плоскости, находящиеся на расстоянии 3 см друг от друга. Временной профиль интенсивности излучения моделировался гауссовой кривой

$$I = I_{\max} \exp \left[\frac{-(t - t_{\max})^2 4 \ln 2}{t_{\max}^2} \right].$$

Здесь $I_{\max} = 1.13 \cdot 10^{23}$ фот./см²·с – максимальная интенсивность, соответствующая яркостной температуре $T_{\max} = 20$ кК, которая достигается в момент времени t_{\max} . Как будет показано ниже, такая оценка температуры является вполне оправданной. Источник накачки рассматривался как абсолютно черное тело, яркость которого, как известно, не зависит от угла к излучающей поверхности.

Расчеты характеристик активной среды, состоящей из паров дифторида ксенона в атмосфере буферного газа аргона, проводились с учетом реальных спектральных зависимостей сечения поглощения XeF_2 и квантового выхода образования возбужденных молекул XeF [21] в спектральной области 145–180 нм на основании точного численного решения уравнений переноса излучения и баланса поглощающих частиц, а также системы кинетических уравнений

$$\cos \theta \frac{\partial I_{\lambda}}{\partial x} = -\sigma(\lambda) I_{\lambda} N, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -2\pi N \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^{\pi/2} \sigma(\lambda) I_{\lambda} \sin \theta d\theta d\lambda, \quad (2)$$

$$\frac{\partial B(x, t)}{\partial t} = -\tau_B^{-1} B + k_{CB}^{Ar} C M + \gamma_B(\lambda) W(x, t), \quad (3)$$

$$\frac{\partial C(x, t)}{\partial t} = k_{BC}^{Ar} B M - \tau_C^{-1} C + \gamma_C(\lambda) W(x, t). \quad (4)$$

Здесь θ – угол между направлением распространения луча и нормалью к поверхности $x = 0$ источника накачки; $I_{\lambda} = I_{\lambda}(x, t, \omega)$ – спектральная интенсивность света в

направлении вектора ω в точке x ; λ – длина волны излучения; $\sigma(\lambda)$ – спектральная зависимость сечения поглощения молекул XeF_2 ; $N = N(x, t)$, B , C и M – концентрации молекул XeF_2 , $\text{XeF}(B)$, $\text{XeF}(C)$ и Ar соответственно; $W(x, t)$ – число актов фотолиза в единице объема за единицу времени; γ_B, γ_C – квантовые выходы образования $\text{XeF}(B)$ и $\text{XeF}(C)$; k_{BC}^{Ar} и k_{CB}^{Ar} – константы скоростей столкновительной релаксации $\text{XeF}(B \rightarrow C)$ и обратного процесса; $\tau_B^{-1} = \tau_{BX}^{-1} + S_B + k_{BC}^{\text{Ar}}BM$, $\tau_C^{-1} = \tau_{CA}^{-1} + S_C + k_{CB}^{\text{Ar}}CM$; $\tau_{BX}^{-1}, \tau_{CA}^{-1}$ – вероятности спонтанных радиационных переходов $\text{XeF}(B \rightarrow X)$ и $\text{XeF}(C \rightarrow A)$; $S_B = \sum_i k_{Bi}R_i$ и $S_C = \sum_i k_{Ci}R_i$ – вероятности тушения $\text{XeF}(B)$ и $\text{XeF}(C)$ компонентами смеси и продуктами фотолиза; R_i, k_{Bi}, k_{Ci} – соответствующие концентрации и константы скоростей. Концентрации атомов Xe и F определяются выражением $[\text{Xe}] = [\text{F}]/2 = N_0 - N$. Начальные и граничные условия: $N(x, t = 0) = N_0$, $I_\lambda(x = 0) = I_\lambda^0(t)$.

Наиболее надежные значения констант скоростей процессов, учитываемых в кинетической модели, приведены в табл.1. Более подробное обсуждение кинетических процессов в активной среде фотохимического $\text{XeF}(C-A)$ -лазера можно найти в [6, 13, 25]. Дискуссионным до настоящего времени остается вопрос о квантовом выходе образования $\text{XeF}(B)$ при фотолизе XeF_2 , для которого в рассматриваемом интервале длин волн приводятся максимальные спектральные значения от 0.3 до 1 (см. [6] и цитируемую там литературу, а также [22]). В настоящей работе квантовый выход принимался равным единице в максимуме спектральной зависимости, поскольку согласно [6] при таком квантовом выходе данная кинетическая модель наиболее точно описывает экспериментально наблюдаемые характеристики $\text{XeF}(C-A)$ -лазера. Радиационные времена жизни состояний $\text{XeF}(C)$ и $\text{XeF}(B)$ составляют 100 и 14 нс соответственно (см., напр., [20]).

Табл.1. Константы скоростей (в $\text{см}^3/\text{с}$) $\text{XeF}(B) + \text{R} \rightarrow \text{продукты}$ (k_B^{R}), $\text{XeF}(B) + \text{Ar} \rightarrow \text{XeF}(C) + \text{Ar}$ (k_{BC}^{Ar}) при $k_{BC}^{\text{Ar}}/k_{CB}^{\text{Ar}} = 35$, $\text{XeF}(C) + \text{R} \rightarrow \text{продукты}$ (k_C^{R}).

$k_B^{\text{XeF}_2}$	k_B^{Xe}	k_{BC}^{Ar}	k_{CB}^{Ar}	$k_C^{\text{XeF}_2}$	k_C^{Xe}	k_C^{Ar}	k_C^{F}
$5 \cdot 10^{-10}$	$1.5 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-14}$	$8.6 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-14}$	$1.1 \cdot 10^{-9}$
[21]	[23]	[23]	[23]	[23]	[23]	[23]	[24]

Расчеты проводились для разных исходных концентраций XeF_2 и t_{max} . На рис.1 приведены результаты численного счета для импульса накачки с $t_{\text{max}} = 0.7$ мкс, совпадающего, как будет показано ниже (рис.8), по длительности и форме с импульсом излучения, полученным экспериментально при исследовании прототипа источника накачки. Видно, что частичное фоторазложение исходного вещества в активном объеме приводит к его неоднородному пространственному распределению, благодаря чему к моменту $t = 400$ нс устанавливается достигающий своего максимума однородный по сечению коэффициент усиления (рис.1,а). При этом относительная неоднородность коэффициента усиления в пределах апертуры усилителя не превышает 2%. Результаты численных экспериментов для разных расстояний между источниками накачки в диапазоне $d = 1 - 10$ см показывают, что степень однородности коэффициента усиления и момент достижения его максимума остаются практически неизменными, если исходная концентрация XeF_2 меняется пропорционально d^{-1} .

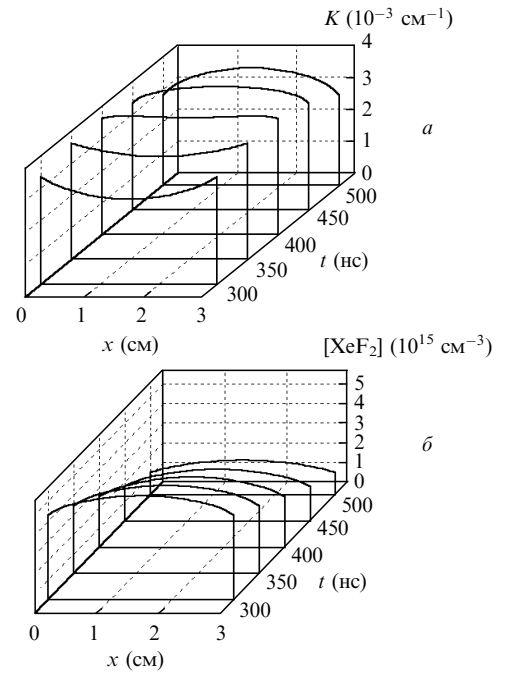


Рис.1. Пространственно-временное распределение коэффициента усиления (а) и концентрации XeF_2 (б) в поперечном сечении усилителя при исходных концентрациях $[\text{XeF}_2] = 7.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $[\text{Ar}] = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Оптимизация параметров активной среды с точки зрения пространственно-однородного усиления оптического импульса требует рассмотрения оптической схемы усиления с учетом расходимости пучка. Низкий коэффициент усиления активной среды ($\sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$) приводит к необходимости использования многопроходной схемы усиления, в качестве которой была рассмотрена представленная на рис.2 схема типа «оптической ловушки». Усиливаемый импульс входит в активную среду под небольшим углом β к оптической оси. Последовательно отражаясь от наклонных зеркал, пучок доходит до противоположного края ловушки и возвращается назад.

Расчеты показывают, что при начальном диаметре пучка 3 мм и его расходимости, вдвое превышающей дифракционную, можно реализовать около 60 проходов по активной среде размером $3 \times 10 \times 50$ см. При этом время усиления, за которое активная среда претерпевает заметные изменения, достигает 10^{-7} с. Тем не менее, как показывают численные расчеты, легко подобрать такой момент инжектирования усиливаемого пучка, чтобы пучок всегда оставался в области пространственно-однородного коэффициента усиления. Сказанное иллюстрирует рис.3, на котором кривая 1 представляет собой зависимость от времени ширины области, характеризуемой

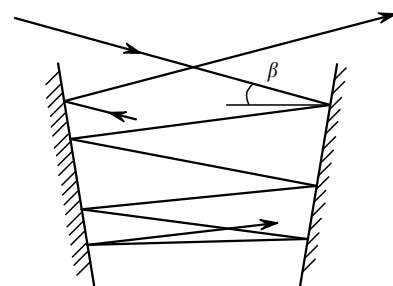


Рис.2. Оптическая схема усиления.

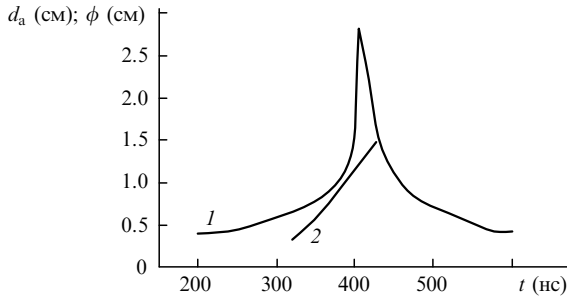


Рис.3. Зависимость ширины зоны усиления d_a с неоднородностью коэффициента усиления 1% (1) и диаметра пучка ϕ (2) от времени. Исходные параметры активной среды и накачки те же, что и на рис.1.

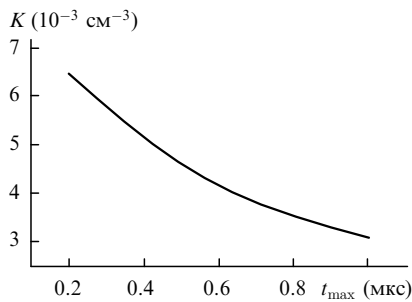


Рис.4. Зависимость максимального коэффициента усиления от t_{\max} . Исходный состав активной среды тот же, что на рис.1.

неоднородностью коэффициента усиления 1%, а кривая 2 – диаметра усиливаемого пучка при его расходимости, вдвое превышающей дифракционную, и начальном диаметре 3 мм. На рассмотренном временном интервале 100 нс, соответствующем 60 проходам по активной среде, пучок расширяется до 1.5 см, все время оставаясь в области с неоднородностью коэффициента менее 1%. Как показывают численные расчеты, полный коэффициент усиления для малого сигнала может достигать при этом $\sim 5 \cdot 10^4$.

Важно отметить, что оптимальные условия усиления формируются на переднем фронте импульса накачки и, как показало численное моделирование для импульсов накачки с разными t_{\max} , существенным образом зависят от крутизны переднего фронта. Результаты представлены на рис.4, демонстрирующем рост коэффициента усиления с увеличением крутизны нарастания импульса накачки (уменьшением t_{\max}).

Из результатов численного моделирования следуют два вывода: во-первых, в оптически толстой поглощающей среде ($kd \sim 1$, где k и d – соответственно коэффициент поглощения и поперечный размер среды), обеспечивающей наиболее полное использование энергии накачки, можно сформировать пространственно-однородную активную среду; во-вторых, эффективность работы усилителя растет с увеличением крутизны импульса накачки. Последнее обстоятельство предъявляет жесткие требования к конструкции источника накачки, который должен обладать минимально возможной индуктивностью цепи питания, определяющей скорость нарастания импульса тока.

3. Источник накачки

Чтобы удовлетворить вышеуказанным требованиям, была разработана конструкция многоканального поверхностного разряда, схема инициирования которого пред-

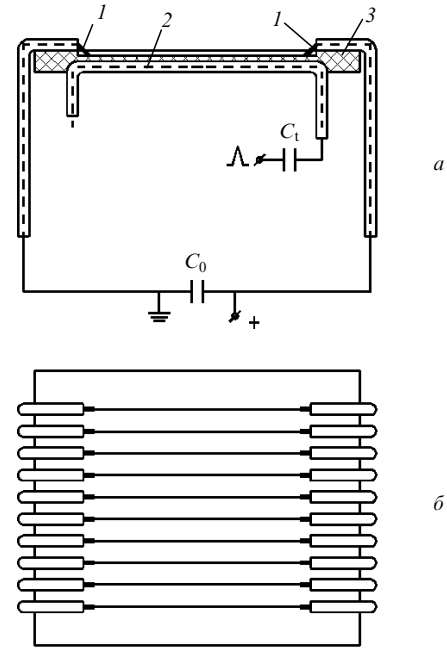


Рис.5. Схематическое изображение источника накачки на основе многоканального поверхностного разряда (вид сбоку (а) и сверху (б)): 1 – разрядные электроды; 2 – электрод поджига; 3 – тефлоновая подложка.

ставлена на рис.5. На обратной стороне тефлоновой подложки с шагом 5 мм расположены изолированные проводники, играющие роль поджигающих электродов. Для повышения линейной стабилизации разряда на лицевой поверхности подложки напротив проводников прорезаны канавки глубиной 1 мм. Разрядный промежуток между основными электродами составляет 10–11 см. Электроды соединены с накопительным конденсатором емкостью $C_1 = 0.6$ мкФ, который заряжается до напряжения 10–20 кВ. Разряд инициируется подачей импульса напряжения с амплитудой 20–30 кВ на поджигающие электроды. При этом в канавках на лицевой поверхности подложки возникает слабый барьерный разряд, обусловленный токами смещения в распределенной емкости диэлектрика. Барьерный разряд замыкает межэлектродные промежутки, вызывая самостоятельные разряды вдоль каналов между основными электродами.

Источник помещался в корпус из оргстекла, который откачивался и заполнялся типичной для ХеF(C–A)-лазера смесью Ag–N₂ при общем давлении 1 атм. Соотношение Ag:N₂ зависит от напряжения и меняется от 1:14 до 1:7 в исследуемом интервале 10–20 кВ. Ток и напряжение разряда измерялись с помощью калиброванного пояса Роговского и омического делителя соответственно, временной профиль УФ излучения – с помощью фотодиода. Контроль пространственно-временной однородности разрядов осуществлялся с помощью скоростного фоторегистратора с вращающимся зеркалом или ПЗС-камеры. В работе исследовался макет источника накачки на основе 15-канального разряда с межэлектродным расстоянием 10 см; использовался малоиндуктивный конденсатор фирмы «Максвелл» емкостью 0.6 мкФ (индуктивность 20 нГн).

На рис.6 представлены типичные формы импульсов УФ излучения (в полосе 370–390 нм) поверхностного разряда и осциллограммы тока, полученные на первом макете при начальном напряжении на конденсаторе

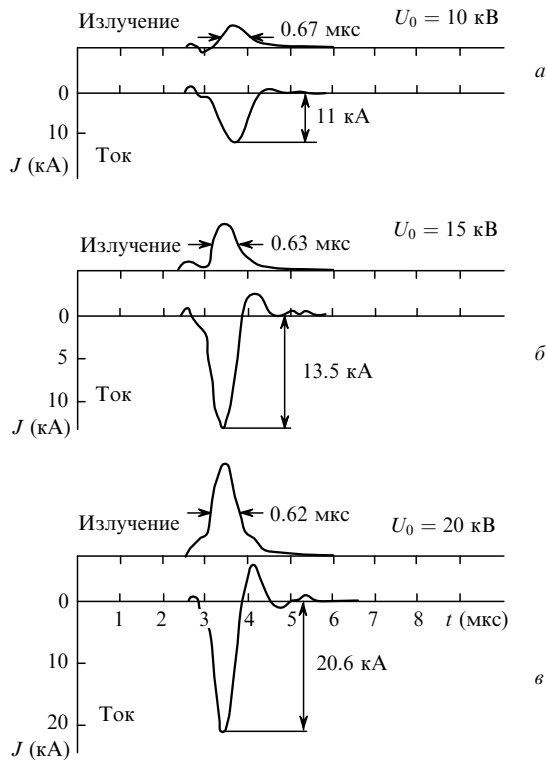


Рис.6. Типичные формы импульсов УФ излучения (370–390 нм) поверхностного разряда и тока при разных U_0 .

$U_0 = 10, 15$ и 20 кВ. Полученные длительности оптического импульса и периода тока были в два раза меньше, чем при инициировании листового поверхностного разряда с помощью разрядника [17] при сравнимых энергиях питания разряда. Кроме того, из формы тока для всех описываемых здесь экспериментов следует, что разряд близок к критическому; это свидетельствует о гораздо лучшем согласовании цепи питания с разрядом по сравнению с листовым поверхностным разрядом [17]. С увеличением U_0 длительность первого полупериода сокращается от 1.2 мкс (при 10 кВ) до 1.0 мкс (при 20 кВ).

Полная индуктивность L и сопротивление R разрядной цепи, оцененные на основании элементарной теории цепей с использованием полученных осциллограмм, лежат соответственно в диапазонах 140–150 нГн и 0.3–0.4 Ом ($U_0 = 10–20$ кВ). Оценки электрической энергии, вложенной в разряд, по формуле $E(t) = \int_0^t JU dt$ показывают, что при $U_0 = 20$ кВ в течение первого полупериода вкладывается около 75% электрической энергии, запасенной в конденсаторе (120 Дж). Здесь J и U – соответственно ток и напряжение на разрядном промежутке, измеренные с помощью пояса Роговского и делителя напряжения.

Фотохронограммы разряда демонстрируют достаточно однородное и одновременное развитие разрядов в каналах при всех напряжениях в исследуемом интервале 10–20 кВ (рис.7). Этому способствует то обстоятельство, что модуль импеданса разряда в данной конфигурации значительно превышает соответствующую величину для цепи питания, и развитие разряда в отдельном канале не вызывает существенного падения напряжения в других каналах.

Измеренный по фотохронограмме диаметр одного плазменного канала, соответствующий первому максимуму тока при $U_0 = 20$ кВ, составляет ~ 0.2 см. Таким

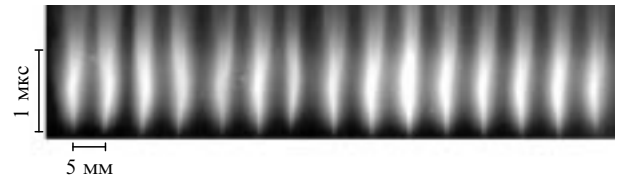


Рис.7. Фотохронограмма 15-канального поверхностного разряда при $U_0 = 20$ кВ.

образом, на 1 см^2 поверхности, занятой плазмой, приходится энергия ~ 4 Дж, а удельная энергия на единицу объема плазмы составляет $\sim 20 \text{ Дж/см}^3$. Эти значения сравнимы с аналогичными значениями, реализованными в [17] для листового поверхностного разряда и обеспечивавшими температуру плазмы около 20 кК. Вместе с тем следует отметить, что скорость вложения электрической энергии в нашем случае как минимум вдвое выше, чем для листового разряда.

Результаты, полученные при исследовании описанного выше макета, были положены в основу конструкции одного из модулей источника накачки фотохимического XeF(C–A)-усилителя. Модуль размером 11×25.5 см отличался от макета лишь тем, что был рассчитан на использование трех накопительных конденсаторов ИКЧ-25-0.6 (емкость 0.6 мкФ, индуктивность 15 нГн), каждый из которых нагружен на 17 каналов (всего 51 канал). Расстояние между электродами составляло 11 см.

На рис.8 показаны типичные временные профили тока и мощности УФ излучения (370–390 нм) поверхностного разряда, полученные в смеси состава $\text{N}_2:\text{Ar} = 1:14$ при общем давлении 1 атм и начальном напряжении $U_0 = 15$ кВ. Параметры светового импульса и тока близки к значениям, полученным при исследовании 15-канального разряда. Измеренная по осциллограмме тока индуктивность разрядной цепи с электродами, замкнутыми проводниками диаметром 1 мм, составляет 0.1 мкГн, что почти в 3 раза меньше, чем для листового поверхностного разряда, исследовавшегося в [17]. Фотография разряда, полученная с помощью ПЗС-камеры (рис.9), демонстрирует достаточно высокую однородность развития разрядов в отдельных каналах и позволяет сделать вывод о том, что в рамках описанного подхода возможно масштабирование многоканального разряда путем увеличения числа каналов и конденсаторов.

Рассмотренная в предыдущем разделе численная модель активной среды, возбуждаемой плоским источником накачки, может быть использована для описания эволюции усредненных по длине параметров активной среды при ее возбуждении излучением многоканального

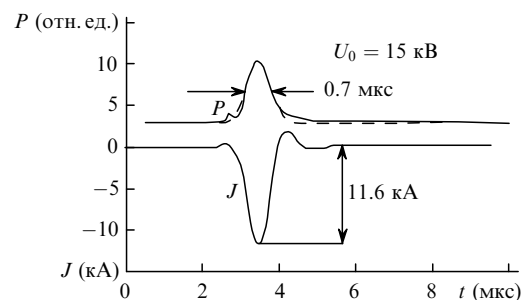


Рис.8. Типичные временные профили мощности P УФ излучения (370–390 нм) и тока поверхностного разряда J при $U_0 = 15$ кВ. Штриховой линией показана аппроксимация импульса излучения гауссовой функцией.

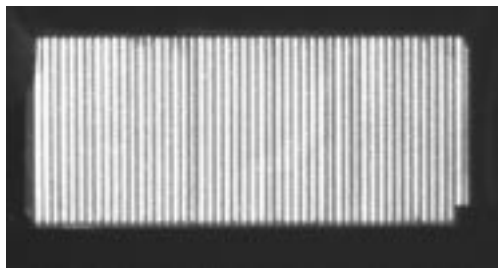


Рис.9. Фотография 51-канального разряда, сделанная с выдержкой 200 нс в момент первого максимума тока.

разряда. При этом амплитуда импульса накачки должна быть уменьшена с учетом пространственной скважности разрядных каналов. Полученные таким образом пространственно-временные зависимости коэффициента усиления и концентрации исходного вещества полностью повторяют результаты, приведенные на рис.1, только на другой временной шкале и при другом масштабе коэффициента усиления. Ожидаемый коэффициент усиления составляет $(2-2.5) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, что позволяет рассчитывать на достижение за 60 проходов по усилителю длиной 50 см полного коэффициента усиления порядка 10^3 .

4. Выводы

Численное моделирование активной среды позволило понять особенности ее поведения в переходном режиме накачки и сформулировать основные требования к источнику оптического возбуждения и составу активной среды, обеспечивающие пространственно-однородное и наиболее эффективное усиление. Пространственная однородность коэффициента усиления обусловлена частичным просветлением исходного вещества. При концентрациях XeF_2 порядка 10^{16} см^{-3} неоднородность коэффициента усиления в поперечном сечении усиливаемого пучка не превышает 1%. При прочих равных условиях коэффициент усиления существенным образом зависит от скорости нарастания импульса накачки, что делает актуальной разработку новых источников накачки субмикросекундной длительности.

Предложенный метод формирования многоканального поверхностного разряда с помощью барьерного разряда без использования коммутирующих устройств в разрядной цепи является весьма плодотворным для разработки источников излучения субмикросекундной длительности и большой (практически неограниченной) площади. На основании данного подхода был создан источник накачки с импульсами длительностью 0.6–0.7 мкс, которая является рекордно малой для плазменных источников большой площади (десятки квадратных сантиметров и более) и больших удельных энерговкладов (порядка 1 Дж/см² и более). Конструкция источника позволяет использовать его в качестве одного из модулей, из которых можно набирать излучающие поверхности любой площади. Созданный источник удовлетворяет

требованиям, предъявляемым к $\text{XeF}(C-A)$ -усилителю фемтосекундных оптических импульсов. Лежащий в его основе принцип конструирования может быть использован для создания источников накачки других оптически возбуждаемых лазеров, для предыонизации электроразрядных лазеров или реализации плазменного катода, а также для решения других задач, требующих применения высокоинтенсивных источников излучения. Исследования эксплуатационных характеристик источника накачки указывают на высокий срок его службы: более 10^3 разрядов по тефлоновой подложке не привели к видимым повреждениям ее поверхности.

Авторы признательны А.А.Малиновской и В.В.Миславскому за помощь в работе и В.С.Зуеву за плодотворные обсуждения. Работа выполнена при поддержке INTAS (грант № INTAS-97-1869).

1. Anisimov S.V., Zemskov E.M., Zuev V.S., Kazanskii V.M., Kashnikov G.N., Mikheev L.D., Nesterov R.O., Sokolov V.V., Stavrovskii D.B., Tcheremiskine V.I. *Laser Physics*, **4**, 416 (1994).
2. Зуев В.С., Кашников Г.Н., Мамаев С.Б. *Квантовая электроника*, **19**, 1047 (1992).
3. Sharp T.E., Hofman T., Dane C.B., Wilson W.L., Tittel F.K., Wisoff P.J., Szabo G. *Optics Letts*, **15**, 1461 (1990).
4. Hofman Th., Sharp T.E., Dane C.B., Wisoff P.J., Wilson W.L., Tittel F.K., Szabo G. *IEEE J. Quantum Electron*, **28**, 1366 (1992).
5. Kannari F. *Jap.J.Appl.Phys.*, **31**, 2109 (1992).
6. Mikheev L.D., Stavrovskii D.B., Zuev V.S. *J.Russ.Laser Res.*, **16**, 427 (1995).
7. Борович Б.Л., Зуев В.С., Катулин В.А., Носач О.Ю., Тюрин Е.Л., Щеглов В.А. *Квантовая электроника*, **2**, 88 (1972).
8. Борович Б.Л., Зуев В.С., Крохин О.Н. *ЖЭТФ*, **64**, 1184 (1973).
9. Зуев В.С., Катулин В.А. *Квантовая электроника*, **24**, 1105 (1997).
10. Cohen J.S., Judd O.P. *Phys.Rev.A*, **27**, 3146 (1983).
11. Cohen J.S., Judd O.P. *J.Appl.Phys.*, **55**, 2659 (1984).
12. Beverly III R.E. *Appl.Phys.B*, **56**, 147 (1993).
13. Tcheremiskine V.I. *Ph.D Thesis* (Universite de la Mediterranee (Marseille) / Moscow Institute of Physics and Technology (Moscow), Marseille, 1999).
14. Tcheremiskine V.I., Mikheev L.D., Sentis M.L., Zuev V.S. *Optics Letts*, **26**, 408 (2001).
15. Mikheev L.D. *Laser and Particle Beams*, **10**, 473 (1992).
16. Zuev V.S., Mikheev L.D. *Photochemical lasers* (Chur, Harwood Academic Publishers, 1991).
17. Beverly III R.E. *J.Appl.Phys.*, **60**, 104 (1986).
18. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Выскайло Ф.И., Христофоров О.Б. *ТВТ*, **22**, 661 (1984).
19. Tcheremiskine V.I., Sentis M.L., Delaporte Ph.C., Mikheev L.D., Zuev V.S. *Proc.XXIII Intern.Conf. on Phenomena in Ionized Gases* (Toulouse, France, 1997, v. IV, p. 52).
20. Black G., Sharpless R.L., Lorents D.C., Huestis D.L., Gutchek R.A., Bonifield T.D., Helm D.A., Walters G.K. *J.Chem.Phys.*, **75**, 4840 (1982).
21. Бибинов Н.К., Виноградов И.П., Михеев Л.Д., Ставровский Д.Б. *Квантовая электроника*, **8**, 1945 (1981).
22. Kono M., Shobatake K. *J.Chem.Phys.*, **102**, 5966 (1995).
23. Brashears H.C., Setser D.W. *J.Chem.Phys.*, **76**, 4932 (1982).
24. Bishel W.K., Eckstrom D.J., Walker H.C., Jr, Tilton R.A. *J.Appl. Phys.*, **52**, 4429 (1981).
25. Chermiskin V.I., Malinovski G.Y., Mikheev L.D. *Preprint FIAN No 7* (Moscow, 1994).