

Численное исследование усиления пикосекундных импульсов в лазерной системе THL-100 при увеличении энергии накачки XeF(C–A)-усилителя

А.Г.Ястремский, Н.Г.Иванов, В.Ф.Лосев

Приведены результаты численного исследования энергетических характеристик лазерного излучения с длительностью импульса 50 пс при увеличенной энергии накачки XeF(C–A)-усилителя гибридной лазерной системы THL-100. Исследована динамика изменения энергии и максимальной интенсивности лазерного излучения при увеличении энергии накачки XeF(C–A)-усилителя от 270 до 400 Дж. Приведены результаты исследования влияния расходимости входного излучения на энергетические характеристики выходного излучения. Показано, что при существующей системе зеркал рост энергии накачки до 400 Дж приводит к увеличению выходной энергии с 3.2 до 5.5 Дж при максимальной интенсивности излучения 57 ГВт/см². Рассмотрена система зеркал усилителя с 27 проходами излучения и увеличенным углом расходимости усиливаемого излучения. Предложенная система зеркал теоретически позволяет увеличить энергию импульса лазерного излучения до 7.5 Дж при максимальной интенсивности не более 14.8 ГВт/см². Расчетное значение эффективности преобразования энергии накачки, поглощенной в газовой камере усилителя, в энергию лазерного излучения в этом режиме превышает 3%.

Ключевые слова: гибридная лазерная система THL-100, усиление пикосекундных импульсов, энергия лазерного излучения, численное моделирование.

1. Введение

В настоящее время лазерное излучение тераваттной и петаваттной мощности играет большую роль в развитии новых областей современной физики, таких как ускорение электронных и ионных пучков с высокой энергией и рекордной плотностью тока, генерация аттосекундных импульсов в рентгеновском диапазоне, инициирование ядерных реакций и т. д. Интенсивно развиваются системы на основе твердотельных титан-сапфировых лазеров, генерирующих излучение в ИК области спектра [1, 2]. Однако во многих случаях требуется излучение с меньшими длинами волн, эффективность взаимодействия которого со средой существенно выше.

В 1979 г. в работах Л.Д.Михеева с соавторами была показана перспективность использования перехода C–A молекулы XeF для усиления фемтосекундных лазерных импульсов в видимой области спектра ($\lambda = 475$ нм). Предложена гибридная схема мультитераваттных лазерных систем [3–8]. С использованием этой схемы в ИСЭ СО РАН совместно с ФИАНом была создана гибридная лазерная система THL-100, состоящая из стартового комплекса на основе титан-сапфира, генератора второй гармоники, стретчера на основе призмной пары, фотохимического XeF(C–A)-усилителя и компрессора в виде блока пластин плавленого кварца [9, 10].

А.Г.Ястремский, Н.Г.Иванов. Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 2/3; e-mail: yastrems@igl.hcei.tsc.ru

В.Ф.Лосев. Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 2/3; Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 30

Поступила в редакцию 24 ноября 2017 г., после доработки – 26 декабря 2017 г.

Данная система может работать с использованием двух оптических схем. Первая из них основана на усилении в газовом усилителе отрицательно chirпированного импульса пикосекундной длительности с последующей его временной компрессией в объеме стекла, вторая – на усилении положительно chirпированного импульса субнаносекундной длительности с последующим его сжатием в компрессоре на основе дифракционных решеток.

При работе с использованием первой схемы на этой установке экспериментально получена рекордная для видимой области длин волн ($\lambda = 475$ нм) мощность импульса лазерного излучения 14 ТВт [9, 10].

В [11] приведены результаты экспериментов по усилению лазерного излучения с энергией $E_{in} = 0.8$ мДж и длительностью импульса на половине амплитуды $T_{fw} \sim 2$ пс. При энергии ВУФ излучения накачки $E_{VUV} = 260$ Дж энергия излучения на выходе усилителя составляла 2 Дж. По расчетным данным энергия была равна 2.38 Дж. После модернизации установки максимальная энергия, полученная при использовании первой схемы, составила 2.5 Дж, при этом интенсивность I_{max} достигала 64 ГВт/см² [12].

В случае использования второй оптической схемы при $E_{VUV} \approx 270$ Дж и $E_{in} = 2$ мДж энергия E_{out} лазерного излучения на выходе XeF(C–A)-усилителя увеличилась до 3.2 Дж [13–15] (расчет – 3.8 Дж) при максимальной интенсивности лазерного излучения 6.3 ГВт/см² (расчет). Увеличение E_{in} не приводило к росту энергии выходного излучения, поэтому можно утверждать, что XeF(C–A)-усилитель работает в режиме насыщения [14, 15]. Для дальнейшего увеличения энергии выходного излучения необходима более эффективная система зеркал XeF(C–A)-усилителя.

Настоящая работа выполнена в рамках цикла исследований, направленных на увеличение энергии лазерного излучения гибридной лазерной системы THL-100. Целью работы являются численные исследования влияния кон-

фигурации системы зеркал XeF(C-A)-усилителя, параметров накачки, искусственно задаваемого угла расходимости и энергии входного излучения с длительностью импульса 50 пс на энергетические характеристики выходного излучения.

2. Численная модель и методика расчета

Подробное описание лазерной системы THL-100 приведено в работах [9, 11–13]. Схема поперечного сечения лазерной кюветы XeF(C-A)-усилителя и выходного блока зеркал показана на рис.1 (обозначим ее символом «А»). Диаметры окружностей пропорциональны размерам зеркал, число внутри окружности – номер зеркала, равный числу пробегов активной среды лазерным пучком до данного зеркала.

Лазерный пучок вводится в лазерную кювету через окно 0 (на рисунке не показано) и после 33 проходов активной области выводится из усилителя через выходное окно 33. При перемещении лазерного пучка в усилителе его диаметр увеличивался от $D_0 = 1$ см на входном окне до $D_{31} = 5$ см на зеркале 31. Угол расходимости излучения $\Omega_{A1} = 0.95$ мрад [13] сохранялся постоянным до выпуклого зеркала 31, на котором он увеличивался до $\Omega_{A2} = 22$ мрад. Диаметр лазерного пучка на выходном окне составлял 11 см.

Наибольший интерес представляют режимы усиления, в которых максимальное увеличение энергии происходит при минимальном росте интенсивности лазерного излучения. Снижение скорости роста I_{max} при усилении возможно в случае увеличения угла расходимости Ω входного лазерного излучения. Однако при неизменных поперечных размерах усилителя увеличение угла Ω приводит к сокращению числа пробегов N лазерного пучка в активной среде усилителя.

Нами проведены численные исследования влияния числа проходов усилителя N на выходную энергию лазерного излучения. Величина N изменялась от 25 до 39. Результаты моделирования показали, что в режиме насыщения усиления наибольшая энергия при меньшей максимальной интенсивности выходного излучения реализуется в случае системы зеркал с 27 проходами активной среды. Система зеркал, использованная в этих расчетах,

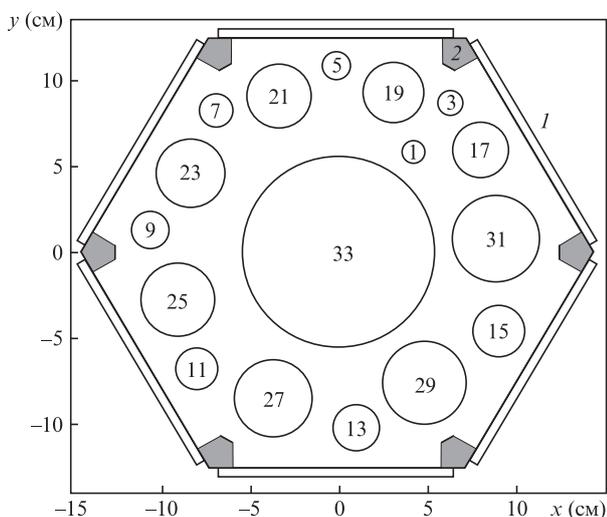


Рис.1. Схема А расположения зеркал в выходном блоке усилителя: 1 – окна ввода ВУФ излучения накачки; 2 – области, непрозрачные для излучения накачки.

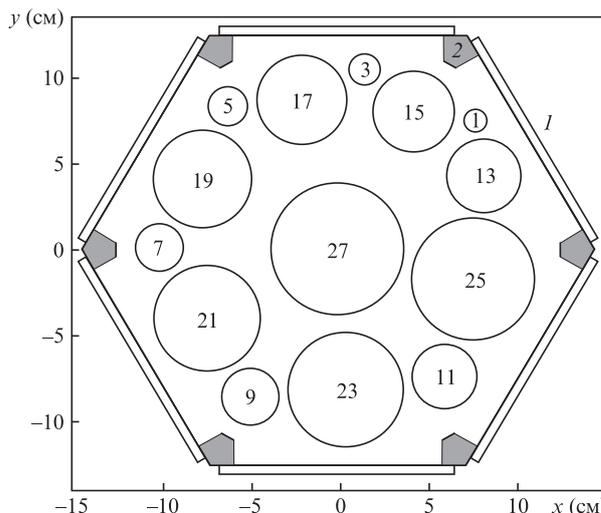


Рис.2. Схема В расположения зеркал в выходном блоке усилителя. Обозначения те же, что и на рис.1.

показана на рис.2 и обозначена символом «В». Угол расходимости входного излучения Ω_B в этом случае равнялся 1.78 мрад, диаметры D входного и выходного окон составляли 1 и 7.7 см соответственно.

Кинетика реакций в газовой смеси N_2 – XeF_2 с накачкой ВУФ излучением подробно описана в работах [7, 16]. Активная среда в усилителе формируется при взаимодействии ВУФ излучения накачки ($\lambda = 172$ нм [9]) с молекулами XeF_2 . При фотолизе образуются колебательно-возбужденные молекулы $XeF(B,C)$, которые в результате процессов VV и VT релаксаций переходят в основные колебательные состояния $XeF(B_0, C_0)$. Молекулы $XeF(B,C)$ в модели описываются наборами из четырех эффективных уровней: $XeF(B,C)$ – колебательно-возбужденными уровнями и $XeF(B_0, C_0)$ – основными колебательными уровнями состояний B и C соответственно.

Модель расчета пространственно-временного распределения концентрации частиц и УФ излучения накачки в газовой среде усилителя подробно описана в работах [9, 13]. В этих же работах приведены значения используемых констант. Система уравнений, описывающая распространение излучения накачки в газовой среде усилителя, решалась в декартовой системе координат X, Y, Z с использованием прямоугольных равномерных расчетных сеток. Длительность импульсов входного излучения на половине амплитуды $T_{fW} = 50$ пс, что существенно меньше эффективного времени жизни молекул $XeF(B,C)$. Это позволило провести расчеты в два этапа. На первом этапе рассчитывались пространственно-временные распределения коэффициента усиления и концентраций частиц плазмы. Результаты расчетов запоминались с шагом по времени 1 нс. На втором этапе моделировалось усиление лазерного пучка в усилителе. Расчеты проводились в цилиндрической системе координат α, r, z_{las} (α и r – азимутальный угол и расстояние от продольной оси лазерного пучка соответственно, z_{las} – расстояние, пройденное лазерным пучком в усилителе). Точка с координатами $z_{las} = 0, r = 0$ находится в центре входного окна. Ось z_{las} последовательно проходит через центры зеркал (от зеркала 1 до выходного окна). Лазерный пучок вводился в усилитель в момент времени $t = t_{in}$ от начала накачки усилителя.

Время распространения лазерного пучка в усилителе обозначим t_{las} . При $t_{las} = 0$ головная часть лазерного пуч-

ка входит в усилитель. С увеличением расстояния, пройденного лазерным пучком в усилителе, его радиус $R(z_{\text{las}})$ увеличивался в соответствии с углом расходимости Ω . Зависимость плотности потока фотонов входного пучка F_{in} от r и t_{las} описывается формулой Гаусса:

$$F_{\text{in}}(\alpha, r, t_{\text{las}}) = F_{\text{pic}} \exp\left(-2 \frac{r^2}{R_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(t_{\text{las}} - t_{\text{pic}})^2}{T_{\text{fw}}^2} 4 \ln 2\right]. \quad (1)$$

Здесь t_{pic} – время, соответствующее максимуму плотности потока; R_0 – радиус входного лазерного пучка по уровню $1/e^2$; F_{pic} – максимальная плотность потока фотонов лазерного излучения, нормированная на энергию E_{in} .

При проходе лазерного пучка через усилитель считывалось вычисленное ранее пространственное распределение концентрации $n_{C_0}(x, y, t)$ молекул $\text{XeF}(C_0)$ в момент входа излучения в активную область и в момент его выхода. Затем методом двумерной интерполяции [17] вычислялось невозмущенное (в отсутствие взаимодействия лазерного излучения с активной средой) распределение $n_{C_0}(\alpha, r, t_{\text{las}})$ в поперечном сечении лазерного пучка в эти моменты времени. В промежуточных точках концентрация $n_{C_0}(\alpha, r, t_{\text{las}})$ определялась методом линейной интерполяции.

Пространственное распределение плотности потока фотонов лазерного излучения $F(\alpha, r, z_{\text{las}}, t_{\text{las}})$ и концентрации $n_{C_0}(\alpha, r, z_{\text{las}}, t_{\text{las}})$ находилось из решения системы уравнений (2), (3):

$$\left(\frac{\partial}{\partial z_{\text{las}}} + K_r + \frac{1}{C} \frac{\partial}{\partial t_{\text{las}}} - n_{C_0}(\alpha, r, z_{\text{las}}, t_{\text{las}}) \sigma_{C-A}\right) \times F(\alpha, r, z_{\text{las}}, t_{\text{las}}) = 0, \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t_{\text{las}}} + \sigma_{C-A} F(\alpha, r, z_{\text{las}}, t_{\text{las}})\right) n_{C_0}(\alpha, r, z_{\text{las}}, t_{\text{las}}) = 0. \quad (3)$$

Здесь K_r – коэффициент ослабления плотности потока фотонов лазерного излучения за счет расширения лазерного пучка [18]; σ_{C-A} – сечение вынужденного излучения на переходе С–А. Система уравнений (2), (3) решалась методом Рунге–Кутты с постоянным шагом $h_z = h_{tc}$ [19]. Величина шага выбиралась таким образом, чтобы изменение плотности потока F на шаге h_z не превышало 5% от максимального значения F в данный момент времени. В противном случае величина h_z уменьшалась, а $n_{C_0}(\alpha, r, z_{\text{las}}, t_{\text{las}})$ и $F(\alpha, r, z_{\text{las}}, t_{\text{las}})$ пересчитывались на новую сетку. Точность расчетов контролировалась по разности полного числа квантов лазерного излучения в пучке и полного числа молекул $\text{XeF}(C)$, разрушенных в результате эффекта индуцированного излучения. В данных расчетах ошибка не превышала 1%.

Тестирование модели проводилось для смесей различных газов при $E_{\text{VUV}} = 220$ Дж [20, 21], 260 Дж [21] и 270 Дж [13]. Во всех случаях наблюдалось хорошее согласие расчетных и измеренных зависимостей коэффициента усиления от расстояния до окон I (рис.1) в различных газовых смесях. В работе [20] исследовалось усиление тестового сигнала в $\text{XeF}(C-A)$ -усилителе с системой зеркал А. В качестве усиливаемого сигнала использовалось излучение непрерывного лазера Sapphire 488 HP с $\lambda = 488$ нм и средней мощностью 25 мВт. Усиление рассчитывалось как отношение мощности выходного излучения при накачке усилителя к мощности выходного излучения в отсутствие

накачки. Все результаты моделирования и экспериментальные данные, полученные при различных давлениях, составах газовых смесей и энергии ВУФ излучения накачки, хорошо согласуются.

В настоящей работе методами численного моделирования исследовалось изменение выходной энергии $\text{XeF}(C-A)$ -усилителя для разных конфигураций зеркальной системы при изменении энергии накачки от 270 до 400 Дж. Расчеты проводились для газовой смеси $\text{N}_2:\text{XeF}_2 = 380:0.2$ Тор. Длительность импульса входного излучения на половине амплитуды составляла 50 пс. Зависимость мощности излучения накачки от времени ($P_{\text{VUV}}(t)$) находилась из осциллограмм тока и напряжения в вакуумном диоде и нормировалась на энергию излучения накачки [20, 21]. Передний фронт $P_{\text{VUV}}(t)$ составлял 100 нс, а длительность импульса накачки по основанию была равна 330 нс. Время ввода лазерного излучения в усилитель t_{in} выбиралось из условия максимальной энергии лазерного пучка на выходе усилителя. Для схемы А $t_{\text{in}} = 80$ нс (что совпадает с данными работы [13]). Для схемы В t_{in} увеличивалось до 100 нс.

3. Результаты моделирования и их обсуждение

В работе [13] исследовалось влияние энергии импульса входного излучения E_{in} с гауссовым распределением плотности потока фотонов на энергию выходного излучения E_{out} . Расчеты проводились для схемы зеркал А при $E_{\text{VUV}} = 270$ Дж. Было показано, что при $E_{\text{in}} > 2$ мДж усилитель переходит в режим насыщения. В этот момент относительное «выгорание» $\Delta(\text{XeF}(C_0))$ молекул $\text{XeF}(C_0)$ на оси пучка ($R = 0$) и на его боковой границе ($R = R_{\text{max}}$) превышало 90%. Энергию входного пучка, при которой это происходит, будем называть энергией насыщения усиления – E_{ins} . Для определения зависимости E_{ins} от энергии накачки E_{VUV} проведены численные исследования влияния энергии импульса входного излучения на энергию выходного излучения для схем А и В. На рис.3 приведены рассчитанные зависимости $E_{\text{out}}(E_{\text{in}})$ при $E_{\text{VUV}} = 270$ и 400 Дж. Величина относительного выгорания $\Delta(\text{XeF}(C_0))$ на оси лазерного пучка и на боковой границе при $E_{\text{VUV}} = 270$ и 400 Дж, а также энергия входного импульса E_{in} , при которой получены эти значения, приведены в табл.1.

Величина $\Delta(\text{XeF}(C_0))$ рассчитывалась по разности концентраций $\text{XeF}(C_0)$ в моменты прихода лазерного пучка в рассматриваемую точку и его выхода из нее. Данные

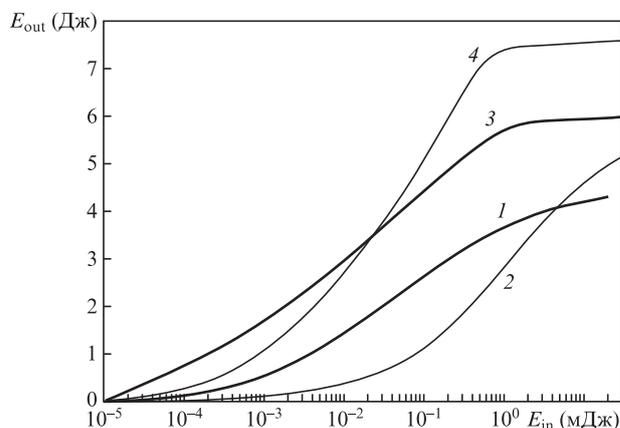


Рис.3. Зависимости E_{out} от E_{in} при $E_{\text{VUV}} = 270$ Дж (1, 2) и 400 Дж (3, 4) для схем А (1, 3) и В (2, 4); $R_0 = 0.5$ см.

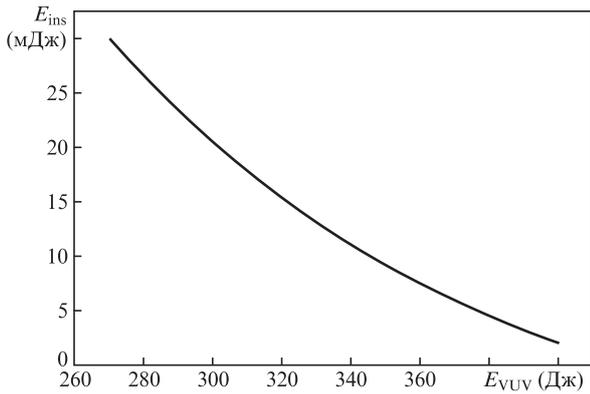


Рис.4. Зависимость E_{ins} от E_{VUV} для схемы В.

Табл.1. Относительное выгорание молекул XeF(C₀).

Схема зеркала	E_{VUV} (Дж)	E_{in} (мДж)	$\Delta(\text{XeF}(\text{C}_0))$ (%)	
			$R = 0$	$R = R_{max}$
А	270	2.0	98.6	91.0
	400	2.0	99.0	98.0
В	270	30.0	92.0	91.0
	400	2.0	99.0	98.0

приведены для области максимального выгорания. Для схемы А – это граница активной области перед зеркалом 31, для схемы В – перед выходным окном 27 (см. рис.1, 2).

Для схемы А при $E_{in} \geq 2$ мДж относительное выгорание, превышающее 90%, наблюдалось как в центре пучка, так и на его боковой границе во всем диапазоне изменения E_{VUV} .

В случае схемы В при $E_{VUV} = 400$ Дж и $E_{in} = 2$ мДж в центре пучка и в области боковой границы выгорает более 98% молекул XeF(C₀). По мере уменьшения E_{VUV} величина E_{ins} растет и при $E_{VUV} = 270$ Дж достигает 30 мДж. Рассчитанная зависимость E_{ins} от E_{VUV} приведена на рис.4. Далее во всех расчетах для схемы В энергия входного пучка выбиралась из условия $E_{in} = E_{ins}(E_{VUV})$, а в случае схемы А для всех значений E_{VUV} использовалась энергия $E_{in} = 2$ мДж.

Зависимости E_{out} от энергии E_{VUV} для схем А и В показаны на рис 5. Увеличение E_{VUV} приводит к увеличению E_{out} при использовании обеих схем. Во всем диапазоне изменения E_{VUV} для схемы В получены более высокие

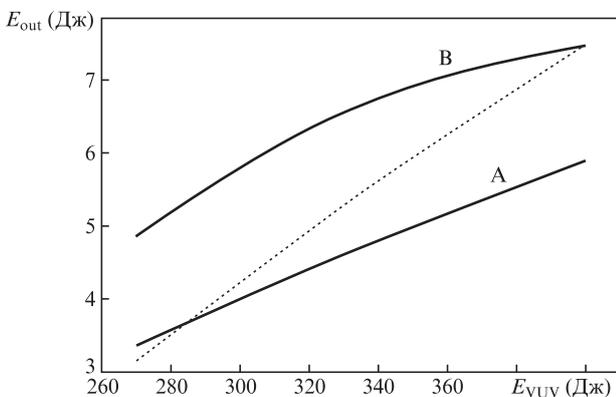


Рис.5. Зависимости E_{out} от E_{VUV} для схем А ($E_{in} = 2$ мДж) и В ($E_{in} = E_{ins}(E_{VUV})$); пунктирная линия – зависимость для схемы В при $E_{in} = 2$ мДж.

значения выходной энергии, чем для схемы А. При $E_{VUV} = 270$ Дж для схемы А энергия выходного излучения составляет 3.36 Дж, а для схемы В она увеличивается до 4.8 Дж (при этом $E_{in} = 30$ мДж). Максимальная энергия излучения на выходе усилителя достигается при $E_{VUV} = 400$ Дж и составляет 5.8 и 7.58 Дж для схем А и В соответственно.

Длина пути лазерного пучка S_{las} в усилителе для схемы А составляет 44.88 м, для схемы В – 36.7 м, поэтому при малой энергии входного излучения и энергии накачки $E_{VUV} = 270$ Дж использование схемы В менее эффективно. На рис.5 пунктиром показана зависимость E_{out} от E_{VUV} , полученная для схемы В при постоянной энергии входного импульса $E_{in} = 2$ мДж. При $E_{VUV} = 270$ Дж выходная энергия равна 3.12 Дж. Относительное выгорание молекул XeF(C₀) в области выходного окна в центре и на границе пучка составляет 83% и 72% соответственно.

Для анализа возможности экспериментальной реализации рассматриваемых режимов усиления важна величина максимальной интенсивности лазерного излучения, достигаемой в усилителе, I_{max} . Как показали расчеты, при увеличении E_{VUV} в режиме насыщения усиления I_{max} растет быстрее, чем энергия лазерного излучения. Особенно это характерно для схемы А. Причиной является уменьшение длительности импульса T_{fw} . На рис.6 приведены рассчитанные зависимости длительности импульса выходного лазерного излучения от энергии накачки для схем А и В. Согласно результатам численного моделирования при $E_{VUV} = 270$ Дж $T_{fw} = 18.5$ пс для схемы А и 20 пс для схемы В. Увеличение E_{VUV} до 400 Дж для схемы А приводит к уменьшению T_{fw} до 1.8 пс, а для схемы В – до 9.7 пс.

В расчетах [13, 22] для схемы А получено уменьшение длительности импульса излучения от 50 пс на входе усилителя до 18 пс на выходе при хорошем согласии экспериментальных данных и результатов моделирования по энергии выходного излучения (3.2 и 3.8 Дж). Использование в настоящей работе метода адаптивных сеток позволило увеличить точность расчетов. Для условий эксперимента [13] получена энергия 3.3 Дж (см. рис.5), что хорошо совпадает с экспериментальными данными.

Уменьшение длительности импульса при увеличении энергии выходного лазерного излучения в случае схемы А приводит к более быстрому росту интенсивности, чем в случае схемы В. Расчетные зависимости $I_{max}(E_{VUV})$, полученные для схем А и В, приведены на рис.7. При использовании схемы А максимальная интенсивность лазерного

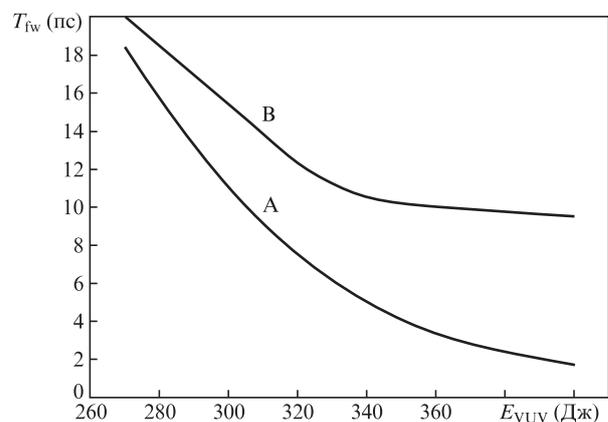


Рис.6. Зависимости T_{fw} от E_{VUV} для схем А и В; $E_{in} = E_{ins}(E_{VUV})$.

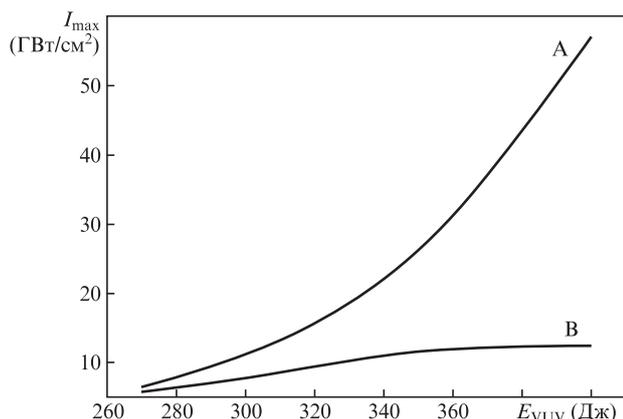


Рис.7. Зависимости I_{max} от E_{VUV} для схем А ($E_{in} = 2$ мДж) и В ($E_{in} = E_{ins}(E_{VUV})$).

го излучения увеличивается от 6.33 ГВт/см² при $E_{VUV} = 270$ Дж до 57.0 ГВт/см² при $E_{VUV} = 400$ Дж, что близко к значению I_{max} в [11]. Однако в нашем случае выходная энергия $E_{out} = 5.8$ Дж в 1.88 раза больше.

Максимальные значения I_{max} при использовании схем В были заметно меньше. Согласно расчетным данным, при увеличении E_{VUV} до 400 Дж I_{max} увеличивается с 2.34 до 14.8 ГВт/см². Эта величина мало отличается от расчетной (12 ГВт/см²), полученной в [13] для схемы А, что позволяет надеяться на возможность экспериментальной реализации данного режима усиления.

Зависимость от E_{VUV} КПД преобразования (η_{in}) энергии накачки, поглощенной в газовой смеси усилителя, в энергию лазерного излучения показана на рис.8. В режиме насыщения внутренний КПД для схемы В увеличивается с 2.8% при $E_{VUV} = 270$ Дж до 3.2% при $E_{VUV} = 350$ Дж. При использовании схемы А внутренний КПД не превышает 2.41%.

В процессе распространения в лазерной кювете часть излучения накачки поглощается непрозрачными областями 2 (см. рис.1, 2) и возвращается в окна 1. С увеличением E_{VUV} от 270 до 400 Дж потери энергии накачки в этих процессах меняются в пределах 36.5%–40%, достигая минимального значения при $E_{VUV} \approx 300$ Дж. Учитывая эти потери энергии, КПД относительно E_{VUV} изменяется

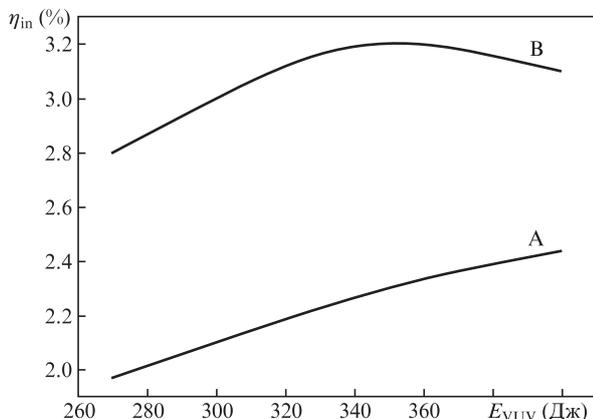


Рис.8. Зависимости КПД преобразования энергии накачки, поглощенной в активной среде усилителя, в энергию лазерного излучения для схем А ($E_{in} = 2$ мДж) и В ($E_{in} = E_{ins}(E_{VUV})$).

в пределах 1.22%–1.5% для схемы А и 1.77%–1.87% для схемы В.

4. Заключение

В настоящей работе методами численного моделирования исследовано усиление лазерного излучения с длительностью импульса 50 пс в ХеF(C–А)-усилителе лазерной системы ТНЛ-100 при увеличении энергии накачки усилителя от 270 до 400 Дж. Рассмотрены две схемы системы зеркал усилителя. В используемой в настоящее время схеме А усиливаемый импульс осуществляет 33 прохода через активную среду усилителя. Угол расходимости входного излучения в этой схеме составляет 0.95 мрад. В схеме В число проходов активной среды уменьшено до 27, а угол расходимости излучения увеличен до 1.78 мрад.

Получены зависимости энергии выходного лазерного импульса от энергии входного импульса для обеих схем при энергии ВУФ излучения накачки 270 Дж (эксперимент) и 400 Дж (расчет). Показано, что в этом диапазоне изменения E_{VUV} насыщение усилителя для схемы А наступает при $E_{ins} \approx 2$ мДж. При использовании схемы В величина E_{ins} уменьшается с 30 мДж при $E_{VUV} = 270$ Дж до 2 мДж при $E_{VUV} = 400$ Дж.

Показано, что с увеличением энергии накачки усилителя до 400 Дж в режиме насыщения усилителя схема А позволяет увеличить энергию лазерного импульса на выходе усилителя до 5.3 Дж при максимальной интенсивности лазерного излучения 57 ГВт/см².

Также показано, что при существующей энергии накачки усилителя (270 Дж) использование схемы зеркал В увеличивает по сравнению со схемой А энергию выходного излучения до 4.8 Дж при входной энергии 30 мДж. Рост энергии накачки до 400 Дж теоретически позволяет увеличить энергию выходного излучения до 7.5 Дж при максимальной интенсивности излучения не более 14.8 ГВт/см².

Максимальный КПД преобразования энергии накачки, поглощенной в лазерной кювете усилителя, в энергию лазерного излучения составляет 2.41% и 3.2% для схем А и В соответственно.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-08-00204).

1. Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **56**, 219 (1985).
2. Ozaki T., Keiffer J.C., Toth R., Fourmaux S., Bandulet H. *Laser Part. Beams*, **24**, 101 (2005).
3. Басов Н.Г., Зуев В.С., Михеев Л.Д., Ставровский Д.Б., Яловой В.И. *Квантовая электроника*, **4**, 2453 (1977) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **7**, 1404 (1977)].
4. Mikheev L.D. *Laser Part. Beams*, **10**, 473 (1992).
5. Басов Н.Г., Зуев В.С., Канаев А.В., Михеев Л.Д., Ставровский Д.Б. *Квантовая электроника*, **6**, 1074 (1979) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **9**, 629 (1979)].
6. Tcheremiskine V.I., Sentis M.L., Mikheev L.D. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 403 (2002).
7. Малиновский Г.Я., Мамаев С.Б., Михеев Л.Д., Москалев Т.Ю., Сентис М.Л., Черемискин В.И., Яловой В.И. *Квантовая электроника*, **31**, 617 (2001) [*Quantum Electron.*, **31**, 617 (2001)].
8. Tcheremiskine V., Uteza O., Mislavskii V., Sentis M., Mikheev L. *Proc. SPIE*, **6346**, 634613 (2007).
9. Алексеев С.В., Аристов А.И., Грудцын Я.В., Иванов Н.Г., Ковальчук Б.М., Лосев В.Ф., Мамаев С.Б., Месяц Г.А., Михеев Л.Д., Панченко Ю.Н., Поливин А.В., Степанов С.Г., Ратахин Н.А., Яловой В.И., Ястремский А.Г. *Квантовая электроника*, **43**, 190 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 190 (2013)].

10. Alekseev S.V., Aristov A.I., Ivanov N.G., Kovalchuk V.M., Losev V.F., Mesyats G.A., Mikheev L.D., Panchenko Yu.N., Ratakhin N.A. *Laser Part. Beams*, **31**, 17 (2013).
11. Ястремский А.Г., Иванов М.В., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф. *Оптика атмосферы и океана*, **29**, 121 (2016).
12. Алексеев С.В., Иванов Н.Г., Иванов М.В., Лосев В.Ф., Месяц Г.А., Михеев Л.Д., Панченко Ю.Н., Ратахин Н.А., Ястремский А.Г. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **60** (8), 75 (2017).
13. Ястремский А.Г., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф. *Квантовая электроника*, **46**, 982 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 982 (2016)].
14. Losev V.F., Alekseev S.V., Ivanov M.V., Ivanov N.G., Mesyats G.A., Mikheev L.D., Panchenko Yu.N., Ratakhin N.A., Yastremsky A.G. *Proc. SPIE*, **10254**, 1025415 (2017).
15. Алексеев С.В., Иванов Н.Г., Иванов М.В., Лосев В.Ф., Месяц Г.А., Михеев Л.Д., Панченко Ю.Н., Ратахин Н.А., Ястремский А.Г. *Квантовая электроника*, **47**, 184 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 184 (2017)].
16. Иванов Н.Г., Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н., Ястремский А.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **27**, 1 (2014).
17. Флетчер К. *Вычислительные методы в динамике жидкостей* (М.: Мир, 1991).
18. Кузнецова Т.И., Михеев Л.Д. *Квантовая электроника*, **38**, 969 (2008) [*Quantum Electron.*, **38**, 969 (2008)].
19. Fleck J.A. Jr. *Phys. Rev. B*, **1**, 84 (1970).
20. Алексеев С.В., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н., Ястремский А.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **26**, 863 (2013).
21. Losev V., Alekseev S., Ivanov N., Kovalchuk V., Mikheev L., Mesyats G., Panchenko Yu., Puchikin A., Ratakhin N., Yastremsky A. *Proc. SPIE*, **7993**, 799317 (2011).
22. Иванов Н.Г., Иванов М.В., Лосев В.Ф., Ястремский А.Г. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **59** (7), 65 (2016).