

# Численное моделирование усиления частотно-модулированного излучения в газовом усилителе лазерной системы THL-100

А.Г.Ястремский, Н.Г.Иванов, В.Ф.Лосев

*Методами численного моделирования проведены исследования влияния частотной модуляции входного лазерного излучения с длительностью импульсов 250 пс на характеристики усиления в газовом XeF(C–A)-усилителе гибридной лазерной системы THL-100 при энергии накачки 270–400 Дж. С использованием функции распределения Вигнера рассчитаны локальные спектры излучения в различных точках входного лазерного пучка при положительном и отрицательном chirпах. Исследовано влияние энергии накачки усилителя на энергию, интенсивность и длительность импульсов выходного лазерного излучения. Показано, что при незначительном изменении энергии длительность импульса выходного излучения оказывается больше при отрицательном chirпе входного излучения.*

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

## 1. Введение

В работах Л.Д.Михеева с соавторами [1, 2] предложена гибридная схема мультитераваттных лазерных систем с использованием перехода  $C(3/2) \rightarrow A(3/2)$  молекулы XeF. На основе этой схемы в ИСЭ СО РАН совместно с ФИАНом была создана гибридная лазерная система THL-100, которая включает в себя Ti:сапфировый фемтосекундный стартовый комплекс «Старт-480М», изготовленный фирмой «Авеста-Проект», и фотодиссоционный XeF(C–A)-усилитель, разработанный и выполненный в ИСЭ СО РАН совместно с ФИАНом. В комплекс входили: Ti:сапфировый задающий генератор фемтосекундных импульсов с накачкой излучением непрерывного лазера Verdi-8 на  $\lambda = 532$  нм, решетчатый стретчер, регенеративный и два многопроходных усилителя с накачкой излучением импульсно-периодических лазеров на  $\lambda = 532$  нм, а также генератор второй гармоники на основе кристалла KDP первого типа толщиной 2 мм. В 2013 г. на установке THL-100 получено излучение мощностью 14 ТВт [3–5] с энергией 0.7 Дж и длительностью импульса 50 фс. После увеличения энергии накачки XeF(C–A)-усилителя до 270 Дж удалось получить энергию лазерного излучения  $E_{out} = 3.2$  Дж [3, 6, 7].

При оптимизации системы на всех этапах использовались результаты численного моделирования. Численная модель усиления лазерного излучения в XeF(C–A)-усилителе лазерной системы THL-100 была предложена в [3, 4]. Показано хорошее согласие рассчитанных и измеренных значений энергии и пространственных распреде-

лений плотности энергии выходного излучения. Однако в расчетах не учитывался спектральный состав излучения на входе в газовый усилитель, т. е. частотно-модулированного лазерного излучения, спектральный состав которого определяется параметрами излучения, поступающего на вход стретчера. Оно представляет собой спектрально ограниченное излучение с шириной спектра  $\Delta\lambda \approx 7$  нм и длительностью импульса 50 фс [7]. Сечение индуцированного излучения на переходе XeF(C–A) зависит от длины волны [8]. Поэтому частотная модуляция входного лазерного излучения может привести к заметным изменениям как энергии, так и длительности импульса выходного излучения.

Настоящая работа выполнена в рамках цикла исследований, направленных на увеличение мощности и энергии лазерного излучения гибридной лазерной системы THL-100. Целью работы является исследование влияния частотной модуляции входного лазерного излучения с субнаносекундной длительностью импульса на энергетические и временные характеристики выходного излучения мощной лазерной системы THL-100.

## 2. Численная модель и методика расчета

Для исследования влияния частотной модуляции на характеристики усиления необходимо учитывать частотно-временное распределение плотности энергии входного лазерного излучения. В эксперименте частотно-модулированный лазерный импульс формируется в стретчере, на вход которого подается импульс спектрально ограниченного лазерного излучения длительностью  $\tau_0 = 50$  фс. В настоящей работе стретчер моделируется средой с дисперсией групповой скорости, в качестве которой использовался кварц [9].

### 2.1. Частотно-временное распределение плотности энергии входного излучения

Зависимость комплексной амплитуды поля гауссова импульса от расстояния  $l$ , пройденного им в диспергирующей среде, хорошо известна [10]:

А.Г.Ястремский, Н.Г.Иванов. Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 2/3; e-mail: ayastremskii@yandex.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 12 июля 2018 г., после доработки – 3 октября 2018 г.

$$A(\eta, l) = V^{-1/2}(l)\rho_0 \exp\left\{-\frac{\eta^2}{2\tau_0^2 V^2(l)} + i\frac{(l/L_d)^2}{2V^2(l)k_2 l}\eta^2 - \frac{1}{2}\arctan\frac{k_2 l}{\tau_0^2}\right\}, \quad (1)$$

где

$$V(l) = [1 + (l/L_d)^2]^{1/2}; \quad \tau(l) = V(l)\tau_0; \quad (2)$$

$\tau_0$  – длительность импульса излучения на полувысоте при  $l = 0$ ;  $\tau(l)$  – длительность импульса на расстоянии  $l$ ;  $\eta$  – время в бегущей системе координат, связанной с импульсом;  $k_2$  – коэффициент, характеризующий дисперсию групповой скорости;  $L_d$  – дисперсионная длина. При  $\lambda = 475$  нм расчетное значение  $k_2$  для кварца составляет  $8.74878 \times 10^{-26}$  с<sup>2</sup>/м, а значение  $L_d$  [10] – 7.14 мм.

Распределение плотности энергии лазерного излучения рассчитывалось с использованием функции распределения Вигнера  $W(\eta, \omega)$ . Данный подход используется при частотно-временном анализе сигналов в нелинейной оптике, томографии и т. д. [11–15]. Однако работ по частотно-временному анализу лазерного излучения с фемтосекундной и субнаносекундной длительностями импульса мало, что частично объясняется сложностью регистрации распределения Вигнера в этом случае. Тем не менее такие работы известны. Например, в [16] приведены измеренные и рассчитанные распределения Вигнера, которые с хорошей точностью совпадают, что, на наш взгляд, является аргументом в пользу корректности рассматриваемого подхода.

Для импульсов  $A(\eta, l)$  распределение Вигнера имеет вид [11]

$$W(\eta, \omega, l) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A^*\left(\eta - \frac{\zeta}{2}, l\right) A\left(\eta + \frac{\zeta}{2}, l\right) \exp(-i\omega\zeta) d\zeta, \quad (3)$$

где  $\zeta$  – параметр;  $\omega_0$  – несущая частота;  $\omega$  – частота. Полная энергия импульса

$$E(l) = \frac{1}{2\sqrt{\mu_0\epsilon}} \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_{-\infty}^{\infty} W(\eta, \omega, l) d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} I(\eta, l) d\eta = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega, l) d\omega. \quad (4)$$

Интенсивность излучения  $I(\eta, l)$  и величина  $S(\omega, l)$  пропорциональны интегралам от функции Вигнера по частоте и по времени соответственно [17]:

$$I(\eta, l) = \frac{1}{2\sqrt{\mu_0\epsilon}} \int_{-\infty}^{\infty} W(\eta, \omega, l) d\omega, \quad (5)$$

$$S(\omega, l) = \frac{1}{2\sqrt{\mu_0\epsilon}} \int_{-\infty}^{\infty} W(\eta, \omega, l) d\eta. \quad (6)$$

По физическому смыслу  $S(\omega, l)$  – плотность энергии излучения в единичном интервале частот. Интеграл в (3) для гауссовых импульсов берется аналитически [11]. С использованием результатов работы [11] для импульса (1) получаем функцию Вигнера следующего вида:

$$W(\eta, \omega, l) = \rho_0^2 \frac{\tau_0}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\gamma(l)\eta^2 - \frac{(\omega - \beta\eta - \omega_0)^2}{\gamma(l)}\right], \quad (7)$$

где

$$\gamma(l) = \frac{1}{V^2(l)\tau_0^2}; \quad \beta = V^{-2}(l)(k_2 l/\tau_0^4). \quad (8)$$

Корректность выражений (7) и (8) контролировалась численным интегрированием (3) при изменении  $l/L_d$  от нуля до 10. При  $l/L_d > 10$  численное интегрирование с необходимой точностью требует больших вычислительных ресурсов.

В общем случае функция  $W(\eta, \omega, l)$  всегда действительна и может иметь как положительные, так и отрицательные значения, что затрудняет ее трактовку в качестве распределения плотности энергии [11]. Однако для гауссовых импульсов вида (1), (2) функция Вигнера всегда положительна, что (учитывая выражения (4)–(6)) дает возможность использовать ее для описания частотно-временного распределения плотности энергии лазерного импульса, поступающего на вход газового усилителя.

## 2.2. Расчет усиления

Лазерная кювета газового усилителя системы ТНЛ-100 имеет форму цилиндра радиусом 12 см с длиной активной области 110 см. Газовая смесь Ne–XeF<sub>2</sub> возбуждается ВУФ излучением с  $\lambda = 172$  нм, поступающим через окна, расположенные на боковой поверхности лазерной кюветы. Активная среда в усилителе формируется при взаимодействии ВУФ излучения накачки с молекулами XeF<sub>2</sub>, при фотолизе которых образуются колебательно-возбужденные молекулы XeF(B, C). В результате VV- и VT-релаксаций молекулы переходят на нулевые колебательные уровни состояний XeF(B, C). Генерация лазерного излучения происходит при переходе молекул XeF(C) в разлетное состояние XeF(A) [18, 19].

Расчеты усиления проводились в два этапа. На первом этапе в декартовой системе координат  $xu$  рассчитывались распределения поглощенной энергии накачки, коэффициента усиления и концентраций частиц плазмы в поперечном сечении лазерной кюветы, которые запоминались с шагом по времени 1 нс. Пространственное распределение энергии, поглощенной в поперечном сечении усилителя при энергии накачки 270 Дж приведено в работе [3]. Усиливаемое лазерное излучение проходит через активную среду 33 раза в результате отражения от 32 зеркал с постепенно увеличивающимся диаметром, установленных на внутренних фланцах лазерной кюветы.

Моделирование усиления лазерного излучения проводилось в цилиндрической системе координат  $arz$ , где  $a$  и  $r$  – азимутальный угол и расстояние от продольной оси лазерного пучка соответственно, а  $z$  – расстояние, пройденное лазерным пучком в усилителе. Ось  $z$  проходит от центра входного окна ( $z = 0$ ) до центра первого зеркала, далее до центра второго зеркала и т. д. до центра выходного окна.

Лазерный пучок вводился в усилитель с временной задержкой  $t = t_{in}$  от момента начала накачки усилителя. Время распространения лазерного пучка в усилителе  $t_{amp} = t - t_{in}$ , а пройденное им расстояние  $z = t_{amp}c$  ( $c$  – скорость света в вакууме). При увеличении  $z$  радиус пучка увеличивался в соответствии с задаваемым углом расходимости  $\Omega$ . Пространственное распределение плотности потока фотонов входного лазерного пучка  $F_{in}$  симметрично по углу  $\alpha$ , а зависимость ее от  $r$  и  $\eta$  описывается функцией Гаусса:

$$F_{\text{in}}(\alpha, r, \eta) = F_{\text{pic}} \exp\left(-2 \frac{r^2}{R_0^2}\right) \exp\left(-\frac{\eta^2}{T_{\text{fw}}^2} 4 \ln 2\right). \quad (9)$$

Здесь  $T_{\text{fw}}$  – длительность входного импульса;  $R_0$  – радиус входного лазерного пучка по уровню  $1/e^2$ ;  $F_{\text{pic}}$  – максимальная плотность потока фотонов лазерного излучения, определяемая из нормировки (9) на полное число фотонов на входе в усилитель  $E_{\text{in}}/(\hbar\omega)$ .

Для каждого прохода излучением активной области усилителя считывались пространственные распределения концентрации  $n_C(x, y, t)$  молекул ХеF(C) в усилителе в момент входа излучения в активную область и в момент его выхода. Затем методом двумерной интерполяции [20] вычислялось невозмущенное (в отсутствие взаимодействия лазерного излучения с активной средой) распределение  $n_C(\alpha, r, t_{\text{amp}})$  в поперечном сечении лазерного пучка.

Пространственные распределения плотности потока фотонов лазерного излучения  $F(\alpha, r, z, t_{\text{amp}})$  и концентрации  $n_C(\alpha, r, z, t_{\text{amp}})$  находились из решения системы уравнений

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} + K + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_{\text{amp}}} - n_C(\alpha, r, z, t_{\text{amp}}) \sigma_{\text{CA}}(\lambda) \right] \times F(\alpha, r, z, t_{\text{amp}}) = 0, \quad (10)$$

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t_{\text{amp}}} + \sigma_{\text{CA}}(\lambda) F(\alpha, r, z, t_{\text{amp}}) \right] n_C(\alpha, r, z, t_{\text{amp}}) = 0. \quad (11)$$

Здесь  $K$  – коэффициент уменьшения плотности потока фотонов лазерного излучения за счет расширения пучка [21];  $\sigma_{\text{CA}}(\lambda)$  – сечение индуцированного излучения на переходе ХеF(C – A) [8]. Более подробное описание модели дано в работах [3, 4].

Система уравнений (10), (11) решалась методом Рунге–Кутты с постоянным шагом  $h_z = h_z$  [22]. Величина шага выбиралась такой, чтобы максимальное изменение плотности потока лазерного излучения  $F$  на шаге  $h_z$  не превышало 5% от его максимального значения в данный момент. В противном случае величина  $h_z$  уменьшалась, а  $n_C(\alpha, r, z, t_{\text{amp}})$  и  $F(\alpha, r, z, t_{\text{amp}})$  пересчитывались на новую сетку. Точность расчетов контролировалась по разности полного числа фотонов лазерного излучения в импульсе и полного числа молекул ХеF(C), перешедших в состояние ХеF(A) в результате индуцированного излучения. Ошибка в данных расчетах не превышала 1%.

Тестирование модели проводилось для различных газовых смесей при энергии накачки  $E_{\text{VUV}} = 220$  Дж [23, 24], 260 Дж [24] и 270 Дж [3]. Во всех случаях наблюдалось хорошее согласие результатов моделирования и экспериментальных данных как по выходной энергии, так и по распределению плотности энергии излучения на выходном окне.

### 3. Результаты расчета и их обсуждение

#### 3.1. Характеристики входного импульса

Частотно-модулированный импульс, поступающий на вход лазерной кюветы, формируется при прохождении спектрально ограниченным импульсом длительностью 50 фс с энергией 2 мДж расстояния  $l$  в среде с дисперсией групповой скорости. При движении в такой среде изменяются его частотно-временные характеристики, которые

определялись из распределения Вигнера. Длительность импульса лазерного излучения на полувысоте обозначим  $\Delta t(l)$ . Под длительностью  $\Delta\eta(\lambda, l)$  импульса излучения с длиной волны  $\lambda$  на расстоянии  $l$  будем понимать ширину распределения  $W(\eta, \lambda, l)$  по времени  $\eta$  на полувысоте при  $\lambda = \text{const}$ . Под шириной спектра  $\Delta\lambda(\eta, l)$  в момент времени  $\eta$  будем понимать ширину распределения  $W(\eta, \lambda, l)$  по  $\lambda$  в момент времени  $\eta = \text{const}$ . Длину волны  $\lambda$ , для которой в момент времени  $\eta$  распределение  $W(\eta, \lambda, l)$  имеет максимальное значение, обозначим  $\lambda_{\text{max}}(\eta)$ .

Распределение Вигнера для спектрально ограниченного импульса излучения длительностью 50 фс с  $\lambda = 475$  нм и  $\rho_0 = 1$  В/м, поступающего на вход диспергирующей среды, имеет максимальное значение  $W(\eta = 0, \lambda_{\text{max}}, 0) = 0.6$  Дж/м<sup>2</sup> при  $\eta = 0$  и  $\lambda_{\text{max}} = 475$  нм. На границах фазового пространства ( $\lambda = 460$ – $490$  нм и  $\eta = \pm 90$  фс) значение функции Вигнера уменьшается до  $1 \times 10^{-5}$  Дж/м<sup>2</sup>. Ширина спектра  $\Delta\lambda(0, 0) \approx 7$  нм, что совпадает с данными работы [7],  $\lambda_{\text{max}}(\eta) = 475$  нм при любых значениях  $\eta$ .

При движении в диспергирующей среде появляется частотная модуляция лазерного излучения [10], а диапазон изменения распределения Вигнера по времени увеличивается. На рис. 1 показана функция  $W(\eta, \lambda, l)$  для лазерного пучка на расстоянии  $l = 5L_d$  при положительном chirpe. Видно, что длительность импульса  $\Delta t(l)$  увеличилась до 300 фс, в то время как длительность импульса излучения с длиной волны  $\lambda$  ( $\Delta\eta(\lambda, l)$ ) не зависит от  $l$  и остается равной  $\Delta\eta(\lambda, 0)$ , что отличается от данных эксперимента [7].

Такое отличие, вероятно, можно объяснить в рамках метода спектрограмм, основанного на оконном преобразовании Фурье [11]. И спектрограммы, и результаты экспериментов зависят от размеров окон по времени и по частоте. В частности, длительность при конкретных значениях  $\lambda$  оказывается тем больше, чем меньше размер окна по частоте, и наоборот. Однако строгое объяснение этого факта требует дополнительных исследований.

Частотная модуляция лазерного излучения характеризуется появлением зависимости  $\lambda_{\text{max}}(\eta)$  от времени. На рис. 2 приведены сечения функции  $W(\eta, \lambda, l)$ , показанной на рис. 1, в плоскости  $\eta = \text{const}$  в различные моменты времени при положительном chirpe. При  $\eta = -200$  пс максимальное значение  $W(\eta, \lambda, l)$  соответствует излучению с  $\lambda_{\text{max}}(\eta) = 469.5$  нм, а при  $\eta = 200$  пс – излучению с  $\lambda_{\text{max}}(\eta) = 480.5$  нм.

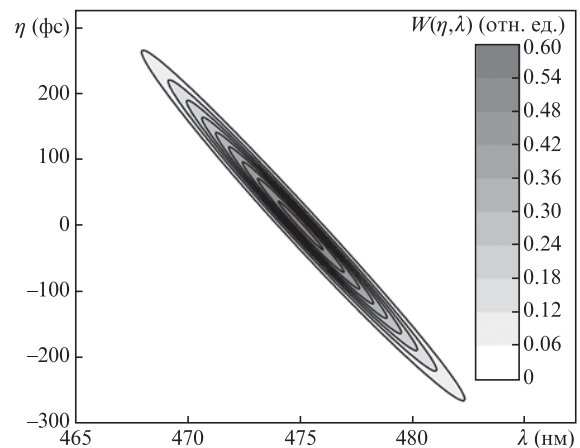


Рис. 1. Распределение Вигнера для лазерного импульса, прошедшего в диспергирующей среде расстояние  $l = 5L_d$ .

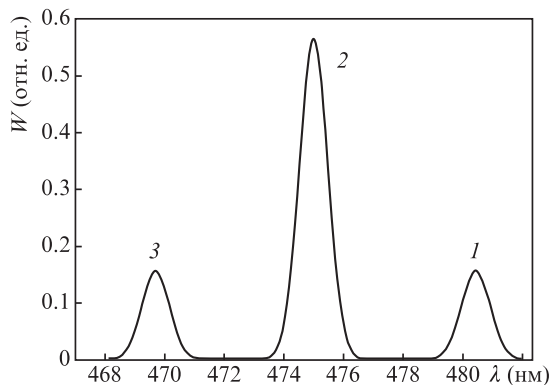


Рис.2. Сечения распределения Вигнера  $W(\eta = \text{const}, \lambda, l)$  при  $l = 5L_d$  в моменты времени  $\eta = -200$  (1), 0 (2) и 200 пс (3) при положительном чирпе.

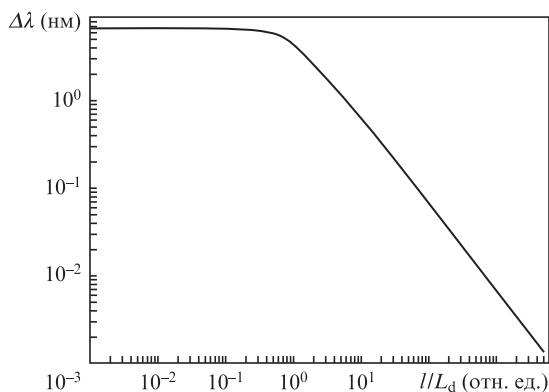


Рис.3. Зависимость ширины спектра  $\Delta\lambda(0, l)$  от отношения  $l/L_d$ .

При увеличении  $l$  ширина спектра  $\Delta\lambda(0, l)$  уменьшается и достигает  $\sim 1.2$  нм на расстоянии  $l = 5L_d$ . В общем случае зависимость  $\Delta\lambda(0, l)$  можно получить из формулы

$$\Delta\omega(0, l) = \sqrt{\gamma(l)\ln 2}, \tag{12}$$

где величина  $\gamma(l)$  определяется в (8). На рис.3 показано изменение  $\Delta\lambda(0, l)$ , рассчитанное с помощью (12), при увеличении  $l/L_d$  от 0 до 5000. При  $l/L_d < 1$  ширина  $\Delta\lambda(\eta, l)$  меняется слабо и равна  $\sim 6$  нм. Далее  $\Delta\lambda(\eta, l)$  уменьшается до  $1.3 \times 10^{-3}$  нм при  $l/L_d \approx 5000$ . Величина  $\lambda_{\text{max}}(\eta)$  линейно зависит от времени.

Таким образом, при увеличении длительности импульса происходит частотная модуляция излучения (чирпирование). В центре лазерного пучка ( $\eta = 0$ ) находятся фотоны с длиной волны  $\lambda = 475$  нм. При положительном чирпе в точках  $\eta = -250$  и 250 пс находятся фотоны с длинами волн  $\lambda \approx 483$  и 467 нм соответственно. При отрицательном чирпе в начало импульса смещаются фотоны с меньшей длиной волны. Полученные результаты позволяют утверждать, что для моделирования усиления частотно-модулированного излучения в данном случае можно использовать систему уравнений (10), (11) для плотности потока фотонов, полагая, что в момент времени  $\eta$  фотоны имеют длину волны  $\lambda_{\text{max}}(\eta)$ .

### 3.2. Характеристики усиления

Расчеты усиления входного лазерного излучения проводились для двух случаев. Входное лазерное излучение формировалось в среде с нормальной дисперсией группо-

вой скорости (случай А – положительный чирп) и в среде с аномальной дисперсией (случай В – отрицательный чирп). Сечение индуцированного излучения в каждый момент времени  $\eta$  определялось величиной  $\lambda_{\text{max}}(\eta)$  и зависимостью  $\sigma_{\text{CA}}(\lambda_{\text{max}})$  от длины волны [8].

При положительном чирпе сечение  $\sigma_{\text{CA}}(\eta)$  имеет максимальное значение  $8.8 \times 10^{-18}$  см<sup>2</sup> при  $\eta = -250$  пс и уменьшается до  $7.2 \times 10^{-18}$  см<sup>2</sup> при  $\eta = 250$  пс. В случае отрицательного чирпа сечение индуцированного излучения увеличивается по ходу пучка и достигает максимального значения  $8.8 \times 10^{-18}$  см<sup>2</sup> в конечной точке лазерного пучка.

Результаты моделирования показали что, частотная модуляция входного излучения в данных условиях слабо влияет на энергию выходного излучения  $E_{\text{out}}$ . При энергии накачки  $E_{\text{VUV}} = 270$  Дж энергия лазерного излучения  $E_{\text{out}} = 3.14$  и 3.11 Дж для случаев А и В соответственно, что объясняется работой усилителя в режиме насыщения усиления. Более существенное влияние частотная модуляция оказывает на интенсивность и длительность импульса выходного лазерного излучения.

Максимальная интенсивность  $I_{\text{max}}(\eta)$  рассчитывалась как максимальное значение интенсивности лазерного излучения в сечении  $\eta = \text{const}$ . При энергии накачки  $E_{\text{VUV}} = 270$  Дж зависимости от времени  $I_{\text{max}}(\eta)$  для случаев А и В приведены на рис.4. Результаты получены для области 31-го зеркала (рис.1 из [3]), где интенсивность лазерного излучения достигает максимальных значений – 1.2 и 0.8 ГВт/см<sup>2</sup> соответственно.

Влияние эффекта насыщения усиления приводит к смещению максимальной интенсивности излучения  $I_{\text{max}}(\eta)$  от точки  $\eta = 0$  в область отрицательных значений  $\eta$ . При положительном чирпе входного излучения (случай А)  $I_{\text{max}}(\eta)$  достигает максимального значения при  $\eta = -220$  пс. Уменьшение сечения индуцированного излучения в центральной и конечной частях пучка приводит к дополнительному уменьшению интенсивности излучения в этих областях. Длительность импульса выходного излучения  $\Delta t$  в этом случае составляет 102 пс.

При отрицательном чирпе входного излучения сечение  $\sigma_{\text{CA}}(\eta)$  увеличивается по ходу распространения лазерного пучка и достигает максимума в конечной части пучка. Это частично компенсирует уменьшение концентрации молекул XeF(C) на верхнем лазерном уровне в области  $\eta > 0$ . Длительность импульса выходного излучения в этом случае увеличивается до 184 пс, а максимальное значение интенсивности уменьшается от 1.2 ГВт/см<sup>2</sup> в случае А до 0.8 ГВт/см<sup>2</sup> в случае В.

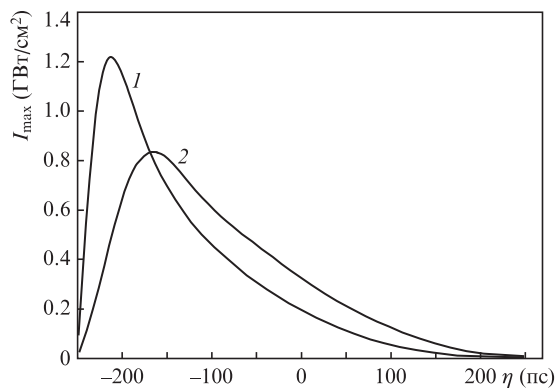


Рис.4. Максимальная интенсивность излучения в поперечном сечении лазерного пучка в зависимости от времени  $\eta$  при положительном (1) и отрицательном (2) чирпах для  $E_{\text{VUV}} = 270$  Дж.

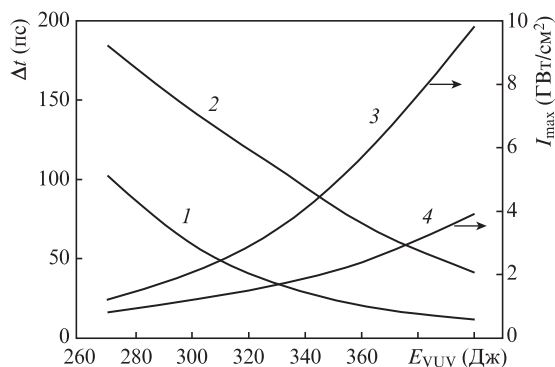


Рис.5. Длительности импульсов выходного лазерного излучения на полувысоте  $\Delta t$  (1,2) и максимальные интенсивности  $I_{\max}$  (3,4) как функции энергии накачки  $E_{VUV}$  при положительном (1,3) и отрицательном (2,4) чирпах входного излучения.

При увеличении энергии накачки  $E_{VUV}$  до 400 Дж энергия выходного излучения увеличивается до 6.74 Дж при отрицательном чирпе входного излучения, что уже больше выходной энергии (6.64 Дж) при положительном чирпе. Рассчитанные зависимости длительности импульса от  $E_{VUV}$  показаны на рис.5. Во всем диапазоне изменения  $E_{VUV}$  длительность импульса выходного излучения  $\Delta t_B$  при отрицательном чирпе существенно больше длительности  $\Delta t_A$  при положительном чирпе. При  $E_{VUV} = 360$  Дж отношение  $\Delta t_B/\Delta t_A$  достигает максимального значения 3.75 и уменьшается до 3.2 при  $E_{VUV} = 400$  Дж.

На рис.5 приведены также зависимости максимальной интенсивности выходного излучения в усилителе  $I_{\max}$  от  $E_{VUV}$  при положительном и отрицательном чирпах входного излучения. При увеличении  $E_{VUV}$  до 400 Дж интенсивность  $I_{\max}$  увеличивается до 10 и 4 ГВт/см<sup>2</sup> соответственно.

Таким образом, результаты моделирования усиления частотно-модулированного излучения в XeF(C-A)-усилителе показали, что использование входного излучения с отрицательным чирпом позволяет существенно увеличить длительность импульса выходного лазерного излучения и снизить его максимальную интенсивность.

#### 4. Заключение

Методами численного моделирования исследовано влияние частотной модуляции входного излучения на характеристики усиления лазерного импульса длительностью 250 пс в газовом XeF(C-A)-усилителе лазерной системы THL-100 при энергии накачки 270–400 Дж.

Частотно-временные распределения плотности энергии лазерного излучения рассчитывались с использованием функции распределения Вигнера. Анализ полученных результатов показал, что в случае распространения импульса в среде с дисперсией групповой скорости при увеличении его длительности от 50 фс до 250 пс ширина спектра излучения в центре лазерного пучка уменьшается от 7 до  $1 \times 10^{-3}$  нм.

Исследованы характеристики усиления пучков лазерного излучения с положительным и отрицательным чирпами. Установлено, что в режиме насыщения усиления частотная модуляция лазерного излучения на входе газового усилителя установки THL-100 слабо влияет на выходную энергию. При энергии накачки  $E_{VUV} = 270$  Дж энергия лазерного излучения  $E_{\text{out}}$  составила 3.14 и 3.11 Дж

при положительном и отрицательном чирпах соответственно. Увеличение  $E_{VUV}$  до 400 Дж приводит к увеличению  $E_{\text{out}}$  до 6.64 и 6.74 Дж соответственно.

Показано, что длительность импульса выходного излучения  $\Delta t_B$  при отрицательном чирпе существенно больше длительности импульса  $\Delta t_A$  при положительном чирпе. При увеличении энергии накачки отношение длительностей выходного импульса излучения при отрицательном и положительном чирпах  $\Delta t_B/\Delta t_A$  увеличивается и достигает максимального значения 3.75 при  $E_{VUV} = 360$  Дж. Максимальные значения интенсивности лазерного излучения при  $E_{VUV} = 400$  Дж составляют 10 и 4 ГВт/см<sup>2</sup> при положительном и отрицательном чирпах соответственно.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-19-00009).

- Басов Н.Г., Зуев В.С., Михеев Л.Д., Ставровский Д.В., Яловой В.И. *Квантовая электроника*, **4**, 2453 (1977) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **7**, 1401 (1977)].
- Mikheev L.D. *Laser Part. Beams*, **10**, 473 (1992).
- Ястремский А.Г., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф. *Квантовая электроника*, **46**, 982 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 982 (2016)].
- 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)].
- Alekseev S.V., Aristov A.I., Ivanov N.G., Kovalchuk B.M., Losev V.F., Mesyats G.A., Mikheev L.D., Panchenko Yu.N., Ratakhin N.A. *Laser Part. Beams*, **31**, 17 (2013).
- Losev V.F., Alekseev S.V., Ivanov M.V., Ivanov N.G., Mesyats G.A., Mikheev L.D., Panchenko Yu.N., Ratakhin N.A., Yastremskii A.G. *Proc. SPIE*, **10254**, 1025415 (2017).
- 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)].
- Bischel W.K., Eckstrom D.J., Walcker H.C.Jr., Tilton R.A. *J. Appl. Phys.*, **52**, 7 (1981).
- <http://glassbank.ifmo.ru/rus/prop.php?id=449#>.
- Akhmanov S.A., Vysloukh V.A., Chirkin A.S. *Optics of Femtosecond Laser Pulses* (New York, AIP, 1992).
- Cohen L. *Time-Frequency Analysis* (Upper Saddle River, New Jersey: Prentice-Hall PTR, 1995).
- Rulliere C. *Femtosecond Laser Pulses. Principles and Experiments* (New York: Springer, 2003).
- Dragoman D. *Appl. Opt.*, **35**, 21 (1996).
- Belabas N., Likforman J., Conioni L., Bouscuet B., Joffre M. *J. Opt. Soc. Am.*, **69**, 12 (1979).
- Praxmeyer L., Wódkiewicz K. *Laser Phys.*, **15**, 10 (2005).
- Belabas N., Likforman J., Conioni L., Bousquet B., Joffre M. *Opt. Lett.*, **26**, 10 (2001).
- Diels J.C., Rudolph W. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena. Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale* (San Diego, California: Academic Press, 2006).
- 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)].
- Иванов Н.Г., Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н., Ястремский А.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **27**, 1 (2014).
- Флетчер К. *Вычислительные методы в динамике жидкостей* (М.: Мир, 1991).
- Кузнецова Т.И., Михеев Л.Д. *Квантовая электроника*, **38**, 969 (2008) [*Quantum Electron.*, **38**, 969 (2008)].
- Fleck J.A. Jr. *Phys. Rev. B*, **1**, 84 (1970).
- Алексеев С.В., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н., Ястремский А.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **26**, 863 (2013).
- Losev V., Alekseev S., Ivanov N., Kovalchuk B., Mikheev L., Mesyats G., Panchenko Yu., Puchikin A., Ratakhin N., Yastremsky A. *Proc. SPIE*, **7993**, 799317 (2011).