

Компактный лазер на фосфатном стекле с неодимом с энергией 100 Дж и мощностью 100 ГВт для накачки параметрического усилителя чирпированных импульсов

А.К.Потемкин, Е.В.Катин, А.В.Кирсанов, Г.А.Лучинин, А.Н.Мальшаков, М.А.Мартьянов, А.З.Матвеев, О.В.Палашов, Е.А.Хазанов, А.А.Шайкин

Описан пятикаскадный усилитель на фосфатном стекле с неодимом, позволяющий получать импульсы излучения с энергией до 110 Дж при длительности 1–1.5 нс. Использование многоступенчатого пространственного фильтра на основе диафрагменной линзы обеспечило эффективное снятие запасённой энергии. Коэффициент заполнения выходной апертуры составил 0.65, а расходимость выходного излучения – три дифракционных предела. Получена энергетическая эффективность преобразования излучения во вторую гармонику 60%. Исследуемый усилитель предназначен для накачки параметрического усилителя чирпированных импульсов.

Ключевые слова: лазеры на неодимовом стекле, Nd:YLF-лазеры, коэффициент заполнения апертуры, пространственные фильтры.

1. Введение

В работе [1] описывается новая схема мощного фемтосекундного лазера на основе параметрических усилителей (ПУ) чирпированных в кристаллах DKDP импульсов. Для накачки первых каскадов ПУ применялась вторая гармоника излучения импульсно-периодического Nd:YLF-лазера ($\lambda = 527$ нм). Использование еще одного каскада ПУ в таком лазере может обеспечить мощность выходного импульса до 100 ТВт. Для накачки этого каскада необходима вторая гармоника излучения импульсного лазера на неодимовом фосфатном стекле, длина волны которого совпадает с длиной волны Nd:YLF-лазера. Энергия импульса излучения второй гармоники должна быть не менее 50 Дж при его длительности 1–2 нс и расходимости излучения не более 100 мкрад. Ширина спектра $\Delta\nu$ должна соответствовать длительности импульса τ ($\Delta\nu = 2/(\pi\tau) < 0.01 - 0.02$ см⁻¹), а коэффициент заполнения выходной апертуры лазера F должен быть равен 0.5–0.7. Реальный коэффициент преобразования излучения во вторую гармонику обычно не превышает 50%–70%, поэтому энергия излучения основной гармоники на выходе лазера должна быть не менее 100 Дж.

Лазерные установки с подобными параметрами и выходной энергией 0.1–10 кДж впервые были построены в середине 1970-х гг. (Shiva, Omega и др.) [2, 3]. Однако они отличаются большой сложностью конструкции и эксплуатации. В более поздних работах [4, 5] сообщалось о создании менее громоздких лазеров с похожими выходными параметрами, что было связано с использованием эффективных стержневых усилителей на фосфатном стекле [6–8], развитием методов формирования поперечной пространственной структуры с высоким коэффициентом

заполнения [9, 10] и методов подавления мелкомасштабной самофокусировки [4, 9, 11]. Заметим, что лазеры, аналогичные описанным в [4], всё ещё остаются достаточно громоздкими, дорогостоящими и сложными в эксплуатации, поэтому использование дополнительных каскадов усиления чирпированных импульсов несомненно представляет большой интерес.

Лазер для накачки ПУ является важной, но не основной частью фемтосекундной лазерной системы. В связи с этим он должен быть прост в эксплуатации, надёжен и относительно компактен (желательно, чтобы он полностью располагался на одном оптическом столе). Именно такой лазер рассматривается в настоящей работе.

На рис.1 приведена оптическая схема системы накачки всех ПУ (ПУ I – ПУ III) фемтосекундного лазера мощностью 100 ТВт. В неё входят импульсно-периодический Nd:YLF-лазер 1, схема, формирующая пространственную структуру пучка (3–8), пятикаскадный лазерный усилитель на неодимовом фосфатном стекле (9, 15, 17, 19, 21) и генератор второй гармоники 22. Пятикаскадный усилитель состоит из четырех однопроходных (9, 17, 19, 21) и одного двухпроходного (15) усилителя, а также транспортных телескопов 14, 18, 20. Для предотвращения самовозбуждения усилителя используется изолятор Фарадея 10, 11. Основная часть усилителя размещается на одном оптическом сотовом столе размером 350 × 120 см. Вне стола расположен только оконечный усилитель 21 и генератор второй гармоники 22.

2. Импульсно-периодический Nd:YLF-лазер

Nd:YLF-лазер с частотой повторения 2 Гц (рис.2) использовался как для последовательной накачки первых двух каскадов ПУ [1], так и для накачки лазера на неодимовом стекле (рис.1). Поэтому Nd:YLF-лазер имеет два выхода: основной, с энергией первой гармоники 2 Дж и второй гармоники 1 Дж, и вспомогательный, с энергией первой гармоники 200 мДж.

Резонатор задающего генератора длиной ~0.5 м образован двумя глухими зеркалами 31 и 32. Поляризатор

А.К.Потемкин, Е.В.Катин, А.В.Кирсанов, Г.А.Лучинин, А.Н.Мальшаков, М.А.Мартьянов, А.З.Матвеев, О.В.Палашов, Е.А.Хазанов, А.А.Шайкин. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; web-site: www.sci-nnov.ru/science/appl.new/; e-mail: ptmk@appl.sci-nnov.ru

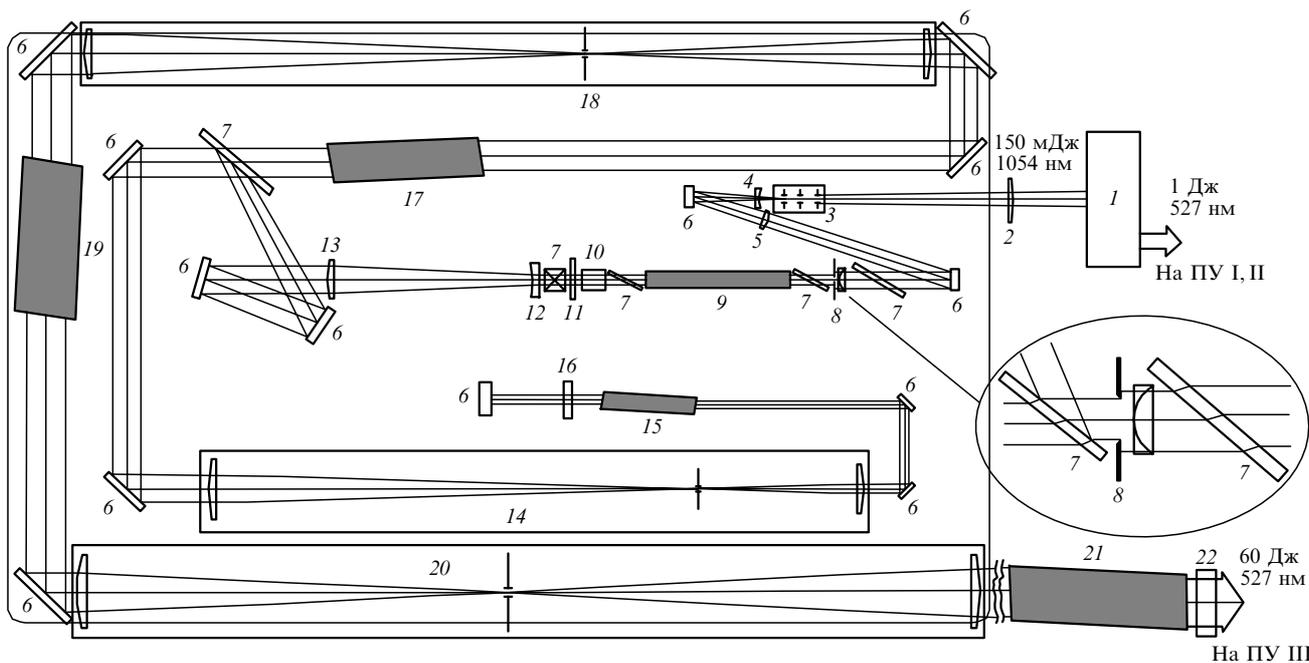


Рис.1. Схема системы накачки:

1 – Nd : YLF-лазер (см. рис.2); 2 – линза с фокусным расстоянием $f = 1 - 3$ м; 3 – диафрагменная линия; 4 – линза с $f = -18.5$ см; 5 – линза с $f = 39$ см; 6 – глухое зеркало; 7 – поляризаторы; 8 – аподизирующая диафрагма; 9 – усилитель с АЭ $\varnothing 1 \times 25$ см; 10 – вращатель Фарадея; 11 – пластинка $\lambda/2$; 12, 13 – телескоп Галилея с увеличением 6; 14 – телескоп Кеплера с увеличением 3; 15 – усилитель с АЭ $\varnothing 2 \times 12$ см; 16 – пластинка $\lambda/4$; 17 – усилитель с АЭ $\varnothing 6 \times 25$ см; 18 – телескоп Кеплера с увеличением 1.42; 19 – усилитель с АЭ $\varnothing 8.5 \times 25$ см; 20 – телескоп Кеплера с увеличением 1.17; 21 – усилитель с АЭ $\varnothing 10 \times 25$ см; 22 – генератор второй гармоники.

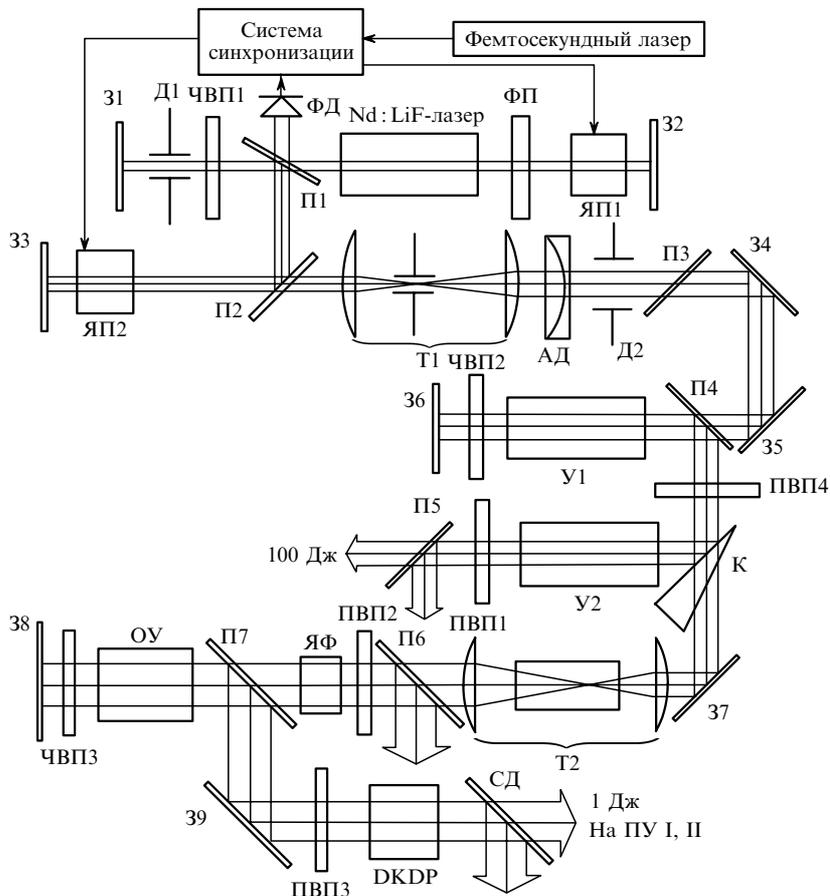


Рис.2. Схема импульсно-периодического Nd : YLF-лазера:

31 – 39 – зеркала; Д1 – диафрагма; ЧВП1 – ЧВП3 – четвертьволновые пластинки; П1 – П7 – поляризаторы; ФД – фотодиод; ФП – эталоны Фабри – Перо; ЯП1, ЯП2 – ячейки Погкельса; Т1, Т2 – телескопы; АД – аподизирующая диафрагма; Д2 – жёсткая диафрагма; У1, У2 – предусилители; ПВП1 – ПВП4 – полуволновые пластинки; ЯФ – ячейка Фарадея; ОУ – оконечный усилитель; DKDP – кристалл для удвоения частоты; СД – спектроделитель; К – стеклянный клин.

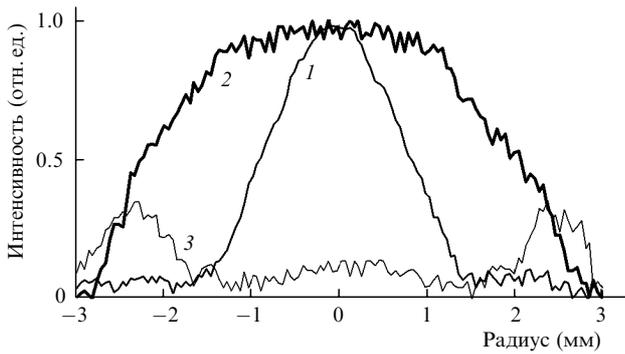


Рис.3. Распределения интенсивностей пучков после задающего генератора (1) и перед предусилителем У1 (2), а также пучка, отражённого от поляризатора П3 (3).

П1 и четвертьволновая пластинка ЧВП1 обеспечивают поляризационный вывод излучения. Кристалл Nd:YLF (диаметр 5 мм, длина активной части 75 мм, концентрация ионов Nd 1%) расположен в двухламповом квантронне с диффузным отражателем. Кристалл и лампы последовательно охлаждаются дистиллированной водой. Селекция поперечных мод обеспечивается диафрагмой Д1 диаметром 1.7 мм. Поперечный профиль пучка ближней зоны показан на рис.3 (кривая 1). Коэффициент заполнения апертуры

$$F = \frac{2\pi}{I_{\max}\pi R^2} \int_0^R I(r)rdr,$$

где R и I – радиус апертуры и интенсивность пучка, составил 0.28.

Селекция продольных мод осуществляется двумя воздушными эталонами Фабри–Перо ФП с базами 12 и 1 мм. Внутррезонаторная ячейка Поккельса ЯП1 и запускающий ее фотодиод ФД обеспечивают режим модуляции добротности [12, 13] с длительностью гигантского импульса 15–20 нс и энергией 8–10 мДж. Для эффективного параметрического взаимодействия необходимо, чтобы длительность импульса накачки составляла 1–2 нс. Поэтому временной джиттер (случайное неконтролируемое смещение импульса одного лазера относительно другого) импульсов лазера накачки и усиливаемого импульса не должен превышать 100 пс [14]. Данное требование было выполнено с помощью внрезонаторной ячейки Поккельса ЯП2 (рис.2), вырезающей оптический импульс (рис.4) с энергией ~ 1 мДж [12].

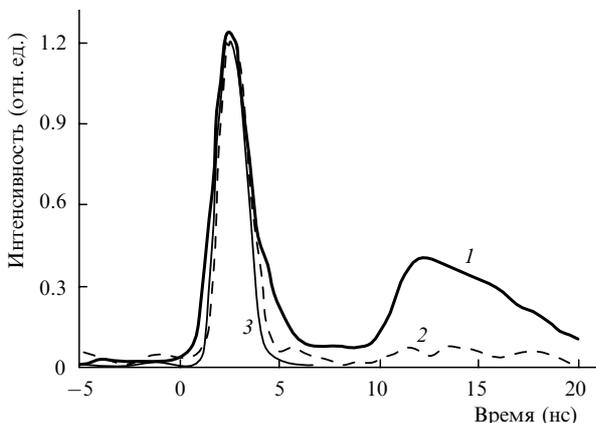


Рис.4. Осциллограммы импульсов после задающего генератора (1), оконечного усилителя (2) и удвоителя частоты (3).

После четырёхкратного увеличивающего телескопа Т1 с пространственным фильтром пучок попадает на аподизирующую диафрагму АД, жёсткую диафрагму Д2 и поляризатор П3, обеспечивающие поперечное распределение интенсивности пучка, близкое к супергауссову [15]. Аподизирующая диафрагма представляет собой сферическую плосковыпуклую линзу, выполненную из кристаллического кварца с оптической осью под углом 45° к направлению поляризации излучения. Толщина и радиус кривизны этой линзы выбраны такими, чтобы на оси пучка набегала разность фаз 2π , а на некотором расстоянии r_d от оси разность фаз была равна π . Таким образом, коэффициент пропускания мягкой диафрагмы

$$T_a = \cos^2 \left(\frac{\pi r^2}{2 r_d^2} \right). \quad (1)$$

Для компенсации расходимости линза из кристаллического кварца была посажена на оптический контакт с линзой из плавленного кварца. После неё пучок проходит через жёсткую диафрагму Д2, имеющую радиус r_d . Величина r_d была согласована с радиусом активного элемента (АЭ) предусилителя и составила 2.7 мм. На рис.3 (кривая 2), показан профиль пучка ($F = 0.45$) на входе в предусилитель У1.

Коэффициент усиления слабого сигнала G_0 предусилителя У1 составляет $\sim 25 - 30$ за проход (рис.5). Кристалл Nd:YLF (диаметр 6 мм, длина активной части 60 мм, концентрация Nd 1%) вырезан так, что угол между оптической осью и волновым вектором равен $\sim 5^\circ$. С одной стороны, это обеспечивает эффективное усиление ортогонально поляризованных волн на обоих проходах, а с другой – существенно подавляет термонаведенное двулучепреломление и вызванную им деполаризацию [16].

После второго прохода через У1 импульс с энергией ~ 70 мДж направляется поляризатором П4 на делительный стеклянный клин К. Клин ответвлял 10% энергии излучения на предусилитель У2 с поляризационным ослабителем (ПВП1 и П5), после которого энергия на вспомогательном выходе Nd:YLF-лазера могла изменяться в пределах 5–200 мДж без изменения пространственно-временных характеристик.

Зеркало 37 направляет пучок на увеличивающий телескоп Т2 с вакуумной кюветой для предотвращения оптического пробоя в воздухе и далее через изолятор Фарадея на двухпроходный оконечный усилитель ОУ. Кри-

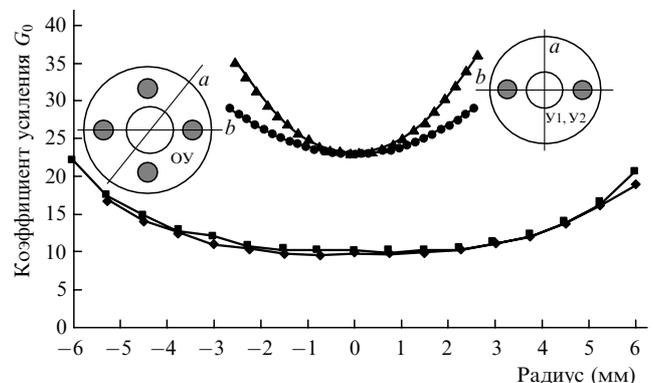


Рис.5. Поперечные распределения коэффициента усиления слабого сигнала G_0 в предусилителях поперёк (●, ось a) и вдоль (▲, ось b) направления расположения ламп и в оконечном усилителе вдоль направления расположения ламп (■, ось b) и под углом 45° к нему (◆, ось a).

сталл Nd:YLF (диаметр 15 мм, длина активной части 90 мм, концентрация Nd 1 %) помещен в специально разработанный нами четырехламповый квантрон (лампы марки ИНП-5/90 с суммарной электрической энергией 400 Дж) с последовательным охлаждением АЭ и ламп в диффузном отражателе. Результаты измерения коэффициента усиления слабого сигнала приведены на рис.5.

Благодаря четвертьволновой пластинке ЧВПЗ вертикально поляризованное полезное излучение отражается поляризатором П7. Деполяризованная часть излучения (менее 1 %), проходя через поляризатор П7 и затем через изолятор Фарадея, выводится из схемы поляризатором П6. Из-за насыщения усиления длительность импульса несколько уменьшается, а контраст между основным импульсом и следующим за ним сателлитом [14] увеличивается (рис.4). Кроме того, насыщение, а также радиальная неоднородность коэффициентов усиления У1 и ОУ (рис.5) приводят к увеличению коэффициента заполнения F до 0.75.

Стандартные тонкопленочные поляризаторы имеют характерный коэффициент пропускания вертикальной поляризации $\sim 10^{-3}$. Этого недостаточно, чтобы обеспечить эффективную развязку ОУ и У1. Поэтому подложка поляризатора П7 была напылена с обеих сторон, что уменьшило коэффициент пропускания вертикальной поляризации до 10^{-6} . Энергия импульса, отраженного от поляризатора П7, составляет ~ 2 Дж, расходимость не превышает трёх дифракционных пределов.

Для преобразования излучения во вторую гармонику используется кристалл DKDP со вторым типом взаимодействия. Излучение второй гармоники (энергия 1 Дж, длительность 1.3–1.7 нс при коэффициенте заполнения апертуры 0.7) отделялось спектроделителем СД и направлялось на первые каскады ПУ [1].

3. Формирование пространственной структуры пучка

Так же как и в Nd:YLF-лазере, в усилителях на стекле (рис.1) коэффициент заполнения апертуры F увеличивается из-за насыщения усиления и радиальной зависимости коэффициента усиления. Для достижения максимального значения F на выходе лазера его необходимо оптимизировать на входе. Для этого в настоящей работе используется диафрагменная линия 3 (см. рис.1). Линза 2 фокусирует пучок на вход пространственного фильтра 3, состоящего из трёх диафрагм диаметром D , расположенных последовательно на одинаковых расстояниях L друг от друга. Фокусное расстояние линзы 2 выбрано таким, чтобы диаметр первого чёрного кольца на входной диафрагме был равен $1.1D$.

Диафрагменные линии с одинаковыми числами Френеля $N_F = D^2/(4\lambda L)$ обладают одинаковыми селективными свойствами. Однако из-за плазменного факела, возникающего на краю диафрагм при некоторой энергии импульса W_{\max} , происходит «закрывание» пучка плазмой, причем скорость «закрывания» обратно пропорциональна корню квадратному из атомного номера материала диафрагмы [2, 17]. Увеличивая D и L при сохранении N_F , а также оптимизируя материал диафрагмы, можно увеличить W_{\max} . На рис.6 приведены зависимости выходной энергии излучения после фильтра 3 от входной энергии, полученные для диафрагм из молибдена ($D_1 = 0.4$ мм, $L_1 = 11$ см) и тантала ($D_2 = 0.9$ мм, $L_2 = 33$ см). Числа

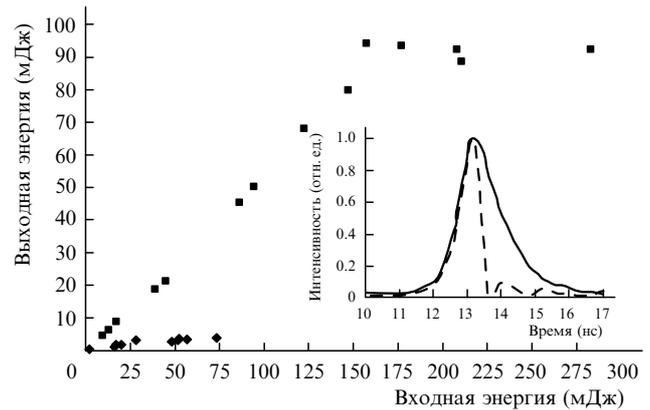


Рис.6. Пропускание импульсов с $\tau = 1.5$ нс диафрагменной линией из молибдена (♦, $D_1 = 0.4$ мм, $L_1 = 11$ см) или тантала (■, $D_2 = 0.9$ мм, $L_2 = 33$ см). Осциллограммы на вставке соответствуют режимам полного (сплошная кривая) и частичного (штриховая кривая) пропускания импульсов диафрагменной линией.

Френеля обеих диафрагменных линий различаются менее чем в два раза, а максимальные энергии, пропускаемые фильтрами, – в 23 раза. Осциллограммы, приведённые на рис.6, демонстрируют процесс «закрывания» диафрагмы при большой входной энергии. Измеренная импульсная реакция системы фотодиод–кабель–осциллограф составила 250 пс.

Далее излучение направляется на телескоп Галилея 4, 5 и аподизирующую диафрагму 8. Её конструкция описана в предыдущем разделе. Радиальное распределение интенсивности света на входе в аподизирующую диафрагму близко к дифракционной картине от круглого отверстия в дальней зоне – распределению Эйри с радиусом первого тёмного кольца r_a – и не изменяется даже при сильном «скалывании» временного импульса. Если $r_d = r_a$, т.е. нули распределения Эйри совпадают с нулями коэффициента пропускания аподизирующей диафрагмы (1), то на её выходе коэффициент заполнения апертуры $F_d = 0.198$. Если $r_d \ll r_a$, то $F_d = 0.5$. Таким образом, изменяя коэффициент увеличения телескопа 4, 5, можно получить любое F_d в интервале 0.2–0.5. Мы использовали телескоп с увеличением 2.3 и фильтр 3 с $D_2 = 0.9$ мм и $L_2 = 33$ см. При этом $F_d = 0.45$, а распределение интенсивности на выходе аподизирующей диафрагмы 8 показано на рис.7,б. Как будет показано ниже, при усилении коэффициент F будет возрастать, что позволит достаточно эффективно использовать запасённую в усилителях энергию.

Для проверки селективных свойств диафрагменной линии мы изменяли направление падающего на линзу 2 пучка ($\pm 5 \times 10^{-4}$ рад) и радиус кривизны его волнового фронта (от -2 до $+3$ м). При этом на выходе линии мы

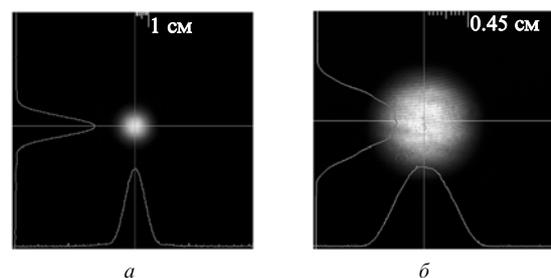


Рис.7. Поперечные распределения интенсивности на выходе второй ступени диафрагменной линии (а) и на входе в усилитель 9 (рис.1) (б).

следали за изменениями направления пучка и его ближней зоной. Для фильтра 3 с $D_1 = 0.4$ мм и $L_1 = 11$ см отклонение входного пучка не вызывало изменения направления выходящего излучения. Для фильтра 3 с $D_2 = 0.9$ мм и $L_2 = 33$ см угол отклонения выходного пучка в пять раз меньше угла отклонения входного пучка, а радиус кривизны выходного пучка в 50 раз меньше, чем у входного. Картина поперечного распределения интенсивности в ближней зоне (рис.7,б) при указанных отклонениях не изменялась.

4. Пятикаскадный лазерный усилитель

Для достижения предельной интенсивности света в каждом каскаде усилителя необходимо контролировать мелкомасштабную самофокусировку (МСФ). Её принято характеризовать интегралом распада

$$B = \frac{8\pi^2 n_2}{\lambda c n} \int_0^l I(z) dz, \quad (2)$$

где n и n_2 – линейный и нелинейный показатели преломления материала среды; l – длина среды [18]. Основной вклад в интеграл B вносит небольшой участок на выходе АЭ, т. к. интенсивность I при распространении излучения по АЭ усилителя возрастает. Поэтому повышение коэффициента усиления G приводит к уменьшению B и, следовательно, к повышению выходной интенсивности света без увеличения расходимости излучения. Из всевозможных вариантов осветителей наиболее высокий коэффициент G имеют квантроны с «тесной упаковкой» в керсировом отражателе [6, 7], которые мы в основном и использовали (табл.1). Исключение составил только первый усилитель (поскольку его вклад в интеграл B мал), который имеет четырёхэллипсный зеркальный отражатель. В табл.1 приведены приращения интеграла распада ΔB на каждом каскаде усиления. Мы полагаем, что для фосфатного стекла КГСС 1621 $n_2 = 1.07 \times 10^{-13}$ ед. СГСЭ [19], для оптического стекла К8 $n_2 = 1.16 \times 10^{-13}$ ед. СГСЭ [20] и для магнитооптического стекла МОС-04 $n_2 = 1.93 \times 10^{-13}$ ед. СГСЭ [20]. При вычислении ΔB в АЭ мы учитывали насыщение усиления, используя формулу

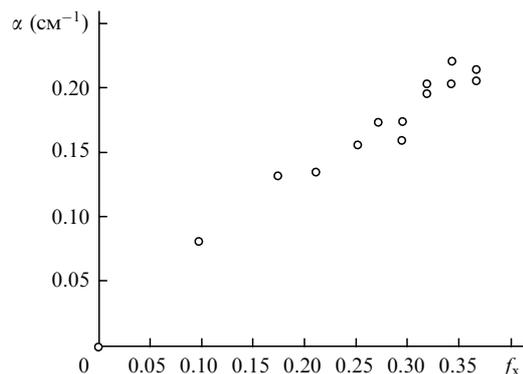


Рис.8. Зависимость погонного коэффициента усиления $\alpha = (\ln G)/L_a$ от удельной нагрузки на лампы для усилителя 15 (рис.1). АЭ имеет диаметр 2 см и длину 12 см.

Франца – Нодвика [21]. Концентрация ионов неодима (см. табл.1) подбиралась такой, чтобы обеспечить минимальную вариацию радиальной зависимости G [22]. Измерения радиальной зависимости погонного коэффициента усиления $\alpha = (\ln G)/L_a$ (где L_a – длина АЭ) показали, что она имеет параболический характер. Для усилителя диаметром 10 см увеличение α на краю АЭ по сравнению с его центром составляет 20 %, а для остальных усилителей – менее 10 %.

Длительность по полувысоте светового импульса ламп накачки $\tau_{1/2} = 400 - 500$ мкс. На рис.8 для усилителя диаметром 2 см показана зависимость α от $f_x = W_e/W_x$ – энергии разряда импульсных ламп накачки W_e , нормированной на энергию разрушения лампы W_x , которая определяется по формуле

$$W_x = 22000 L_f d \left(\frac{\tau_{1/2}}{2} \right)^{1/2},$$

где L_f и d – межэлектродное расстояние и внутренний диаметр баллона лампы в сантиметрах; $\tau_{1/2}$ – длительность импульса разряда ламп по уровню 0.5 в секундах [23]. От параметра f_x зависит число вспышек (ресурс) ламп N_e по примерному эмпирическому закону: $N_e = f_x^{-11}$ [22, 23]. Для максимального значения $f_x = 0.37$, приведённого на

Табл.1. Параметры усилителей на неодимовом стекле.

Усилитель (позиция на рис.1)	9	15	17	19	21
Диаметр АЭ (мм)	10	20	60	85	100
Длина АЭ (см)	25	12	25	25	25
Марка стекла	ГЛС 22П	КГСС 1621-13	КГСС 1621-06	КГСС 1621-04	КГСС 1621-04
Концентрация ионов Nd (10^{20} см $^{-3}$)	2.0	0.92	0.56	0.29	0.33
Тип отражателя	зеркальный	диффузный	диффузный	диффузный	диффузный
Марка лампы	ИФП-5000	ИФП-1200	ИФП-8000	ИФП-8000	ИФП-8000
Число ламп	4	12	12	16	18
Электрическая энергия W_e (кДж)	10.5	7.7	40	50	56
Коэффициент усиления слабого сигнала G_0	300	14	6.5	3.5	2.9
Погонный коэффициент усиления слабого сигнала α (см $^{-1}$)	0.228	0.220	0.075	0.05	0.0426
Запаса́нная энергия (Дж)	16	29	185	249	293
Число проходов	1	2	1	1	1
		1-й проход	2-й проход		
Энергия на выходе усилителя (Дж)	0.8	2.5	10	66	110
Приращение ΔB	0.4	0.2	1.2	0.6	0.7
Суммарный интеграл B_Σ	0.6	0.9	2.2	3.5	4.2

рис.8, $N_c = 6 \times 10^4$. Часть энергии излучения проходит мимо АЭ и снова попадает в лампы, из-за чего они перегреваются и f_x увеличивается до 0.5 [22], при этом $N_c = 2000$. Это значение f_x можно считать приемлемым для эксплуатации установки с энергией такого уровня.

Важным параметром лазера является частота вспышек. Она определяется временем тепловой релаксации усилителя с максимальной апертурой 10 см. Для нахождения этого времени мы измеряли динамику степени деполаризации γ в АЭ в скрещенных поляризаторах. Через 17 мин после вспышки при нагрузке на лампы, близкой к предельной, значение γ в АЭ диаметром 6 см превышает степень «холодной» деполаризации не более чем в два раза. Это время бралось в качестве минимального интервала между вспышками, а для других усилителей масштабировалось как квадрат диаметра.

5. Транспортные телескопы

Транспортные телескопы 14, 18 и 20 необходимы для согласования диаметров пучка с апертурой усилителей. Кроме того, они выполняют функцию ретрансляторов (уменьшая вариации интенсивности в АЭ, расположенных в сопряженных плоскостях телескопов Кеплера [9, 24]), уменьшают угол зрения усилителей и ограничивают высококачественную составляющую пространственного спектра пучка.

Конструктивно транспортный телескоп представляет собой металлическую кювету, из которой откачан воздух до 10^{-3} Тор. Линзы служат окнами кюветы. Для того чтобы изменять расстояние между линзами и тем самым компенсировать квадратичную составляющую искажения волнового фронта лазерных пучков, линзы крепятся к кювете через фланцы на гибких металлических сильфонах. Диаметр линз в 1.5–2 раза больше диаметра пучка, поэтому крепление линз за край с помощью силиконовой резины не вносит заметной деполаризации в лазерный пучок. Линзы изготовлены из стекла К8 с радиусами, обеспечивающими минимальную сферическую абберацию (табл.2). На обе поверхности линз нанесено стойкое просветляющее покрытие.

В центре кюветы на миниатюрном трёхкоординатном оптическом трансляторе устанавливается диафрагма, перемещаемая с помощью шаговых двигателей с минимальным шагом вдоль оптической оси 6 мкм и поперёк неё – 2 мкм. Управление двигателями осуществляется дистанционно при помощи аналогового устройства или компьютера.

Сферические абберации. При конструировании транспортных телескопов 14, 18, 20 (рис.1) необходимо учитывать сферические абберации пучка, вносимые линзами телескопа. Без учёта дифракции при падении на бесконечно тонкую линзу пучка радиусом R (рис.9) все лучи, идущие параллельно оси пучка, для безабберационной линзы пройдут через фокальную точку (луч 1). Из-за сферической абберации лучи будут пересекать оптическую

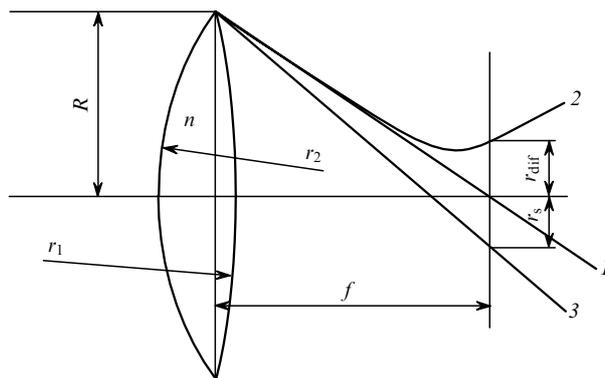


Рис.9. Ход лучей в бесконечно тонкой линзе.

ось ближе к фокальной плоскости при фокусном расстоянии $f > 0$ (луч 3). Распределение интенсивности в фокальной плоскости в этом случае размывается в пятно радиусом r_s . Оценить влияние сферической абберации можно, сравнивая r_s с радиусом пучка r_{dif} , обусловленным дифракционной расходимостью. Если $r_{dif} \gg r_s$, то распределение поля в фокальной плоскости мало отличается от распределения поля в дальней зоне пучка. В противном случае приходится учитывать искажение фазы пучка сферической абберацией в линзах. Для бесконечно тонкой сферической линзы

$$r_s = \frac{U}{f^2} R^3, \tag{3}$$

где

$$U = \left\{ \frac{n^2}{8(n-1)^2} - \frac{n}{8(n+2)} + \frac{1}{2n(n+2)} \left[\frac{n+2}{2(n-1)} \frac{1+C}{1-C} - n - 1 \right]^2 \right\}$$

– параметр Зайделя; $C = r_1/r_2$ – отношение радиусов кривизны поверхностей линзы [25]. Для каждого значения показателя преломления n существует оптимальное отношение

$$C_{min} = \frac{n(2n-1)-4}{n(2n+1)},$$

при котором U принимает минимальное значение

$$U_{min} = \frac{n(4n-1)}{8(n+2)(n-1)^2}.$$

Например, для $n = 1.5$ имеем $C_{min} = -1/6$, при этом $U_{min} = 1.071$. При увеличении n изменяется C_{min} и уменьшается U_{min} . В табл.2 приведены данные о конструктивных параметрах телескопов установки. Все линзы изготовлены из стекла К8, показатель преломления которого на длине волны лазерного перехода $n_{1054} = 1.5063$, а

Табл.2. Параметры транспортных телескопов.

Телескоп (позиция на рис.1)	Входная линза				Выходная линза				Увеличение	Диаметр диафрагмы (мкм)
	r_1 (мм)	r_2 (мм)	f (мм)	U	r_1 (мм)	r_2 (мм)	f (мм)	U		
14	436	-2500	734	1.053	1355	-6792	2233	1.056	3.04	1000
18	767	-4966	1314	1.053	1096	-6792	1866	1.053	1.42	1200
20	930	-4966	1548	1.054	1057	-6792	1808	1.053	1.17	1200

$U_{\min} = 1.053$. Для радиусов кривизны справедливы общепризнанные правила знаков: если падающий на линзу луч параллелен оси, то для выпуклой линзы $r_i > 0$ [25]. Из табл.2 видно, что отношения радиусов кривизны всех линз близки к оптимальному значению, т.е. каждая из линз вносит минимально возможную для однокомпонентного объектива сферическую aberrацию.

Дифракционный радиус пучка в фокальной плоскости

$$r_{\text{dif}} = \beta \frac{\lambda f}{2R}, \quad (4)$$

где $\beta = 1.22$ для равномерно засвеченного отверстия и 1.7 – для плоской волны, прошедшей через аподизирующую диафрагму 8 (рис.1). С учетом (3), (4) условие $r_{\text{dif}} \gg r_s$ приводит к ограничению минимального значения фокусного расстояния линз:

$$f \gg \left(\frac{2UR^4}{\beta\lambda} \right)^{1/3}. \quad (5)$$

Например, для линзы, имеющей минимальные сферические aberrации ($U = 1.07$), при $\beta = 1.7$ и $R = 5$ см получаем $f \gg 100$ см, что трудно выполнимо для поставленной задачи размещения всего лазера на одном оптическом столе. Однако можно заметить, что из-за колоколообразного распределения интенсивности число периферийных лучей, т.е. лучей, испытывающих максимальную сферическую aberrацию, мало. На рис.10 приведено распределение поля в дальней зоне для плоской волны, прошедшей через аподизирующую диафрагму, без учёта и с учётом aberrаций, вносимых линзой из стекла К8 с $f = 183$ см и $C = -0.16$. Видно, что учёт aberrаций даже при $r_{\text{dif}} \approx r_s$ незначительно увеличивает амплитуду поля вдали от оси пучка. Следовательно, при оценках интенсивности на краю диафрагмы, установленной в фокальной плоскости телескопа Кеплера, можно пользоваться значением интенсивности, полученным для безaberrационной линзы. Кроме того, жёсткое требование (5) смягчается и имеет вид

$$f > \left(\frac{2UR^4}{\beta\lambda} \right)^{1/3}.$$

В телескопе Кеплера, состоящем из двух софокусных линз, сферические aberrации проявляются в том, что пучок с идеально плоским волновым фронтом на входе в

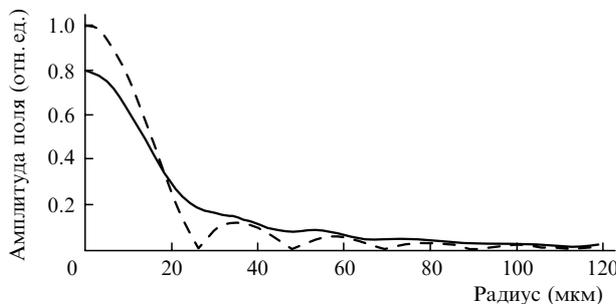


Рис.10. Радиальные зависимости распределения амплитуды поля в фокальной плоскости бесконечно тонкой линзы, образованной сферическими поверхностями с радиусами r_1 и r_2 , при $f = 183$ см и $r_1/r_2 = -0.16$ без учёта (штриховая кривая) и с учётом (сплошная кривая) сферической aberrации. Распределение интенсивности в ближней зоне определяется выражением (1) с $r_d = 4.9$ см.

телескоп и на выходе из него будет искаженным. При этом лучи, проходящие через входную линзу на расстоянии R_1 от оси, на выходе телескопа будут сходиться к оси под углом $\Phi = (U_1/M + U_2)(R_1/f_1)^3$, где $U_{1,2}$ и $f_{1,2}$ – параметры Зайделя и фокусные расстояния линз телескопа, а $M = f_2/f_1$ – его увеличение.

Расходимость излучения после прохождения его последовательно через телескопы 14, 18, 20 примерно равна сумме расходимостей после каждого телескопа в отдельности с учётом увеличения телескопов. Расчёт угла наклона луча, идущего по краю апертуры, к оси при последовательном прохождении через эти телескопы показал, что из-за сферической aberrации луч отклонится на угол $\Phi_0 = 60$ мкрад. Вычисление распределения поля с фазой, обусловленной суммарной сферической aberrацией, в дальней зоне приводит к увеличению расходимости на выходе установки до трёх дифракционных пределов, т.е. до 40–55 мкрад в зависимости от коэффициента заполнения. Это означает, что если не принимать специальных мер по уменьшению сферической aberrации (использование асферических или многокомпонентных объективов телескопов), невозможно получить дифракционное качество пучка выходного излучения при настоящих габаритах установки. В то же время расходимость 40–55 мкрад не выходит за рамки требования, предъявляемого к расходимости излучения лазера.

Фильтрация пространственных мод и подавление самовозбуждения усилителей. Суммарный коэффициент усиления слабого сигнала G_0 для всех каскадов превышает 10^6 (см. табл.1). В связи с этим необходимо исключить возможность самовозбуждения и уменьшить энергию суперлюминесценции, приводящую к сбросу инверсии в АЭ. Для предотвращения самовозбуждения в схему вводится изолятор Фарадея на постоянных магнитах 10, 11, обеспечивающий развязку 40 дБ. Несмотря на просветляющее покрытие все элементы лазера «заклоняются» на угол, достаточный для вывода бликов из апертуры усилителя. Торцы АЭ не просветлены (за исключением АЭ первого усилителя 9 (рис.1)), и блики от них распространяются в пределах большого угла. Их распространение подавляется диафрагмами, установленными в фокальных плоскостях транспортных телескопов 14, 18 и 20. Это делает телескопы фильтрами пространственных частот (ФПЧ). Для того чтобы такие фильтры не искажали пространственную структуру пучков, они должны пропускать достаточно широкий угловой спектр. При этом чем выше коэффициент заполнения апертуры F , т.е. чем ближе поперечное распределение пучка к равномерному, тем шире должен быть пространственный спектр, пропускаемый ФПЧ. Для того чтобы ФПЧ слабо искажал поперечную структуру пучка, радиус диафрагмы ФПЧ r_0 должен удовлетворять условию

$$r_0 > \frac{A\lambda f}{2R}, \quad (6)$$

где $A \approx 1$ для малых коэффициентов заполнения F [10], 10–20 для $F = 0.5 - 0.8$ [26] и ~ 60 для $F = 1$ [24].

Уменьшая угол зрения усилителей, ФПЧ не только уменьшают вероятность попадания бликов в апертуру усилителей, но и снижают мощность шумов суперлюминесценции. Для четырёхуровневой системы, пренебрегая радиальной зависимостью коэффициента усиления, плотность энергии шумов w_n на выходе усилителя при $\ln G_0 \gg 1$ можно оценить по формуле [27]

$$w_n = \frac{\hbar\omega_0 n^2 G_0 \Delta\omega \Delta\Omega \Delta t}{2\pi(\ln 2)\lambda^2 \ln G_0},$$

где ω_0 и $\Delta\omega$ – центральная частота и ширина гауссовой полосы усиления; Δt – время жизни инверсии; $\Delta\Omega$ – телесный угол зрения усилителя ($\Delta\Omega \ll 1$). Таким образом, уменьшая телесный угол с помощью пространственного фильтра, можно эффективно снижать мощность шумовой компоненты излучения.

Без использования пространственной фильтрации угол зрения усилителя $\Delta\Omega = 2.9 \times 10^{-3}$ ср. При максимальном коэффициенте усиления $G_0 = 2.3 \times 10^6$ получаем $w_n = 0.32$ Дж/см². При этом значении, хотя оно и меньше плотности энергии насыщения неодимового фосфатного стекла 3.5 Дж/см² [28], энергия шума на выходе составляет 25 Дж. При использовании пространственной фильтрации угол зрения усилителей $\Delta\Omega$ без заметного искажения структуры пучка был уменьшен до 1.26×10^{-7} ср. Это привело к снижению плотности энергии шума до пренебрежимо малого значения, равного 1.4×10^{-5} Дж/см².

Подавление мелкомасштабной самофокусировки. Функцией транспортных телескопов является также подавление мелкомасштабной самофокусировки (МСФ) [18]. Качественно МСФ характеризуется интегралом нарастающей мелкомасштабных возмущений – интегралом распада (2). С высокой степенью достоверности установлено, что если на одном каскаде усиления приращение интеграла распада $\Delta B \geq 2 - 3$ [2, 3], то усиление мелкомасштабных шумов в поперечном распределении пучка приведёт к оптическому пробое. Из табл.1 видно, что ΔB не превышает единицы ни на одном из каскадов усиления. В то же время суммарный интеграл $B_\Sigma = 4.2$, что также может приводить к МСФ. Чтобы этого не происходило, транспортные телескопы должны ограничивать высокочастотную составляющую пространственного спектра лазерных пучков. Максимальный инкремент имеют возмущения с угловым масштабом [18]

$$\Psi_{sf} = \left(\frac{8\pi n_2 I}{cn} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Для $n_2 = 1.17 \times 10^{-13}$ ед. СГСЭ [19] и $I = 5$ ГВт/см² имеем $\Psi_{sf} = 1.44 \times 10^{-3}$ рад. Таким образом, если ФПЧ будет пропускать излучение в телесный угол с углом раствора менее 1.44×10^{-3} рад, то произойдёт эффективное подавление МСФ. С другой стороны, ФПЧ должен иметь достаточно большой угол зрения, чтобы не исказить пучок. Из выражений (6), (7) при $I = 5$ ГВт/см² получаем, что эффективное подавление МСФ возможно только для пучка радиусом $R \geq 1$ см. Однако в нашем случае полученное приращение $\Delta B = 2.2$ на выходе второго усилителя после второго прохода через него (табл.1) не приводит к возникновению МСФ из-за того, что телескоп 14 на обратном проходе увеличивает масштаб в три раза и выводит появившуюся МСФ из полосы максимального инкремента усиления.

6. Выходные параметры лазера на фосфатном стекле

На рис.11 приведена типичная картина поперечного распределения интенсивности пучка в плоскости выходной поверхности усилителя 21 (рис.1) при энергии пучка

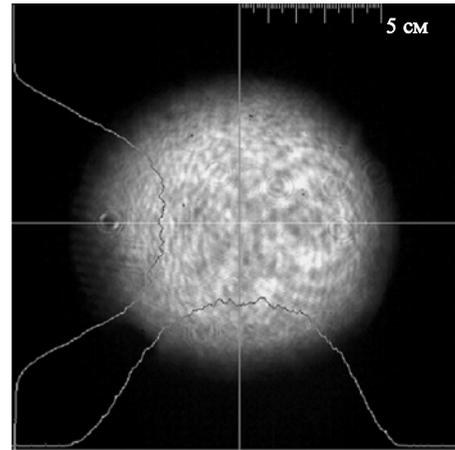


Рис.11. Поперечное распределение интенсивности излучения на выходе установки. Коэффициент заполнения апертуры $F = 0.65$.

100 Дж и коэффициенте заполнения апертуры $F = 0.65$. При этом для распределения интенсивности на входе в усилитель (рис.7,б) $F = 0.4$. Распределение интенсивности основной гармоники в дальней зоне было получено с помощью двухлинзового объектива ($f = 300$ см), у которого исправлена сферическая абберация. Анализ этого распределения показал, что различие между распределениями для импульсов с малой энергией (1–10 мДж) и энергией 100 Дж незначительно. При этом 50 % энергии сосредоточено в угле 30 мкрад и 90 % – в угле 90 мкрад, что соответствует превышению дифракционного предела в 3–4 раза.

Несмотря на то что МСФ эффективно подавлена транспортными телескопами, суммарный интеграл распада равен 4.2 (см. табл.1), что говорит о некотором искажении фазы пучка, т.е. о самофокусировке пучка как целого. Это приведёт к дополнительной расходимости пучка ϑ_{sf} . Оценим ϑ_{sf} , используя метод моментов [29]. Для этого аппроксимируем радиальное распределение интенсивности лазерного пучка супергауссовой функцией $I(r) = I_0 \exp(-r^{2m}/w_0^{2m})$. Действуя аналогично работе [30], можно показать, что выражение для расходимости по уровню e^{-1} интенсивного пучка после прохождения тонкого слоя кубической нелинейной среды с интегралом распада B имеет вид

$$\vartheta_{sf} = \frac{1}{kw_0} \left[\frac{m^2}{\Gamma(1/m)} \left(1 + \frac{4}{9} B^2 \right) \right]^{1/2},$$

где Γ – гамма функция. Используя метод моментов можно подобрать такой квадратичный фазовый корректор, который сделает расходимость минимальной:

$$\vartheta_{\min}^2 = \frac{1}{(kw_0)^2} \left\{ \frac{m^2}{\Gamma(1/m)} + \left[\frac{4}{9} \frac{m^2}{\Gamma(1/m)} - 2^{-2/m} \frac{\Gamma(1/m)}{\Gamma(2/m)} \right] B^2 \right\}.$$

Для нашего случая ($w_0 = 3.68$ см, $m = 3$ и $B = 4.2$) расходимость пучка $\vartheta_{sf} = 24.8$ мкрад, что в 2.97 раз больше его дифракционного предела. Используя для коррекции линзу с $f = -1.22$ км, можно уменьшить максимальную расходимость в два раза, т.е. до $\vartheta_{\min} = 12.7$ мкрад. Для этого линзы телескопа 20 надо сблизить на расстояние 2.7 мм. Однако «местные» отклонения волнового фронта от плоского, появляющиеся в выходном пучке лазера из-за неидеальности различных оптических элементов, пре-

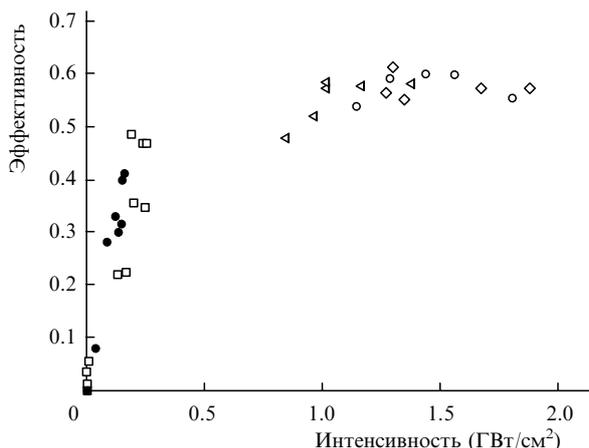


Рис.12. Эффективность преобразования выходного излучения во вторую гармонику в кристалле DKDP. Точки – результаты экспериментов по удвоению частоты, полученные в различных сериях.

вышают фокусное расстояние корректирующей линзы. Поэтому искажения волнового фронта, вызванные самофокусировкой пучка при $B = 4.2$, мало влияют на его расходимость.

В качестве генератора второй гармоники мы использовали кристалл DKDP длиной 3.8 см, вырезанный в направлении угла синхронизма первого типа. Полная ширина синхронизма для слабого сигнала составляла ± 500 мкрад [31, 32]. Точность юстировки оси кристалла была равна ± 20 мкрад. На рис.12 показана зависимость энергетической эффективности преобразования во вторую гармонику выходного излучения лазера от интенсивности. В экспериментах мы изменяли коэффициент заполнения апертуры F входного каскада усилителя 9 в пределах $0.2-0.4$. При этом на выходе усилителя $F = 0.5-0.65$. Максимальная интенсивность выходного излучения основной гармоники 1.9 ГВт/см² получена при $F = 0.5$, а максимальная энергия 110 Дж – при $F = 0.65$.

7. Заключение

Создана система накачки ПУ чирпированных импульсов света, имеющая два выхода. Первый выход позволяет получать импульсы излучения с частотой повторения 2 Гц, длительностью 1.5 нс и выходной энергией второй гармоники 1 Дж, а второй – импульсы излучения с периодом повторения 30 мин, энергией основной гармоники до 110 Дж и второй гармоники – до 60 Дж. Расходимость выходного излучения при полной мощности в три раза превышает дифракционный предел. Такая расходимость удовлетворяет требованию, предъявляемому к излучению накачки ПУ на основе кристалла DKDP диаметром 10 см. В настоящее время ведутся эксперименты с подобным усилителем с использованием описанной системы накачки. Результаты будут представлены в нашей следующей работе.

1. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Бредихин В.И., Гаранин С.Г., Гинзбург В.Н., Дворкин К.Л., Катин Е.В., Корытин А.И., Ложкарев В.В., Палашов О.В., Рукавишников Н.Н., Сергеев А.М., Сухарев С.А., Фрейдман Г.И., Хазанов Е.А., Яковлев И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **79**, 178 (2004).

2. Speck D.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 1599 (1981).
3. Bunkenderg J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 1620 (1981).
4. Мак А.А., Любимов В.В., Серебряков В.А., Фромзель В.А., Яшин В.Е. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **46**, 1858 (1982).
5. Алексеев В.Н., Бордачев Е.Г., Бородин В.Г., Горохов В.А., Крыжановский В.И., Крылов В.Н., Любимов В.В., Мак А.А., Мигель В.Н., Малинов В.А., Никотин В.В., Серебряков В.А., Стариков А.Д., Чарухчев А.В., Чернов В.Н., Чертков А.А., Яшин В.Е. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **48**, 1477 (1984).
6. Баянов В.И., Бордачев Е.Г., Крыжановский В.И., Серебряков В.А., Щавелев О.С., Чарухчев А.В., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **11**, 310 (1984).
7. Баянов В.И., Бордачев Е.Г., Волюнкин В.М., Крыжановский В.И., Мак А.А., Моторин И.В., Никонова В.М., Серебряков В.А., Стариков А.Д., Чарухчев А.В., Щавелев О.С., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **13**, 1891 (1986).
8. Баянов В.И., Винокуров Г.Н., Жилин В.И., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **16**, 253 (1989).
9. Крыжановский В.И., Седов Б.М., Серебряков В.А., Цветков А.Д., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **10**, 354 (1983).
10. Арифжанов С.Б., Ганеев Р.А., Гуламов А.А., Редкорчев В.И., Усманов Т. *Квантовая электроника*, **8**, 1246 (1981).
11. Мустаев К.Ш., Серебряков В.А., Яшин В.Е. *Письма в ЖТФ*, **6**, 856 (1980).
12. Андреев Н.Ф., Палашов О.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **21**, 640 (1994).
13. Andreev N., Khazanov E., Palashov O. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3267**, 264 (1998).
14. Катин Е.В., Ложкарев В.В., Палашов О.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **33**, 836 (2003).
15. Паперный С.Б., Серебряков В.А., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **5**, 2059 (1978).
16. Дьякова А.Ф., Корнев А.Ф., Рейтеров В.М., Сомс Л.Н., Ступников В.К., Ткачук А.М., Ушакова О.А. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **55**, 294 (1991).
17. Bikmatov R.G., Boley C.D., Burdonsky I.N., Chernyak V.M., Fedorov A.V., Goltsov A.Y., Kondrashov V.N., Koptyaev S.N., Kovalsky N.G., Kuznetsov V.N., Milam D., Murray J., Pergament M.I., Petryakov V.M., Smirnov R.V., Sokolov V.I., Zhuzhukalo E.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3492**, 510 (1998).
18. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖТФ*, **3**, 471 (1966).
19. Бондаренко Н.Г., Еремина И.В., Макаров А.И. *Квантовая электроника*, **5**, 841 (1978).
20. Malshakov A.N., Pasmanik G., Potemkin A.K. *Appl. Opt.*, **36**, 6403 (1997).
21. Frantz L.M., Nodvik J.S. *J. Appl. Phys.*, **34**, 2346 (1963).
22. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. *Оптические системы с усилителями яркости* (Горький: изд-е ИПФ АН СССР, 1988, с. 39).
23. Martin W.E., Trenholme J.B., Linford G.J., Yarema S.M., Hurley S.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 1744 (1981).
24. Wegner P., Wouterghem B.V., Burkhardt S., Widmayer C., Murray J. *LLNL. ICF Quarterly Report* (Livermore, Cal, 1999, v.9, No. 1, pp 43–61).
25. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970, с. 725).
26. Кузьмина Н.В., Розанов Н.Н., Смирнов В.А. *Оптика и спектроскопия*, **51**, 509 (1981).
27. Макаров А.И., Потемкин А.К. *Квантовая электроника*, **12**, 1054 (1985).
28. Крыжановский В.И., Серебряков В.А., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **14**, 2407 (1987).
29. Власов С.Н., Петрищев В.А., Таланов В.И. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **14**, 1353 (1971).
30. Макаров А.И., Потемкин А.К. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **30**, 1484 (1987).
31. Craxton R.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 1771 (1981).
32. Авербах В.С., Макаров А.И., Потемкин Ф.К. *Квантовая электроника*, **11**, 2049 (1984).