

# Импульсно-периодический режим работы широкоапертурных лазерных усилителей из неодимового стекла

А.А.Кузьмин, Е.А.Хазанов, А.А.Шайкин

*На основе экспериментальных данных проанализирован импульсно-периодический режим работы стержневых лазерных усилителей из неодимового стекла с апертурой 4.5, 6, 8.5 и 10 см. Определены пределы увеличения частоты повторения импульсов. Получены универсальные зависимости, позволяющие в каждом конкретном случае найти компромисс между увеличением частоты повторения и увеличением коэффициента усиления. В частности продемонстрировано, что усилитель диаметром 4.5 см обладает пятикратным запасом прочности по отношению к термомеханическим разрушениям при частоте следования 1 имп/мин и запасенной энергии более 100 Дж. Сильное термонаведенное двулучепреломление в двух таких усилителях экспериментально уменьшено до уровня «холодного» значения с помощью 90-градусного вращателя поляризации.*

**Ключевые слова:** усилители на неодимовом стекле, импульсно-периодический режим работы, термонаведенные поляризационные и фазовые искажения излучения, компенсация деполяризации.

## 1. Введение

Лазерные усилители на неодимовом стекле широко используются в большинстве существующих лазерных установок петаваттного уровня мощности. Все существующие и проектируемые петаваттные лазеры можно разделить на три типа: в одних усиливающей средой служит непосредственно неодимовое стекло [1], в других – сапфир (корунд с титаном) [2], в третьих реализован принцип параметрического усиления на кристаллах KDP и DKDP [3]. Во втором и третьем типах установок излучение лазера на неодимовом стекле после преобразования во вторую гармонику используется для накачки либо кристалла сапфира, либо параметрического усилителя чирпированных импульсов соответственно.

Основным достоинством стекла как активной среды является возможность создания активных элементов с большой апертурой, позволяющих запастись большой энергией и работать при относительно малой интенсивности лазерного излучения, не превышающей порога оптического разрушения. Однако сравнительно небольшая теплопроводность неодимового стекла значительно ограничивает частоту повторения лазерных импульсов. Принципиальным ограничением является разрушение активного элемента при превышении порога допустимых упругих напряжений. На практике приходится работать при частоте повторения импульсов, значительно меньшей предельного значения, соответствующего порогу разрушения активной среды. Если промежуток времени между импульсами накачки меньше характерного времени остывания активных элементов лазера, то постепенное накопление тепла внутри активной среды вызывает значительные измене-

ния поляризации и фазы излучения вследствие фотоупругого эффекта.

Теоретически и экспериментально термонаведенное двулучепреломление подробно исследовано в работах [4–13]. Однако в публикациях, посвященных работе лазерных установок с энергией импульса  $W \geq 100$  Дж, вопрос о термонаведенном двулучепреломлении практически не обсуждался. Например, в работе [14], посвященной исследованию лазерного комплекса «Омега», говорится о менее чем 3% всех поляризационных потерь на установке. Такая ситуация типична для режимов генерации одиночных импульсов, когда не происходит накопления тепла в усилителях от выстрела к выстрелу, а нагрев активных элементов одиночным импульсом накачки в области, занятой излучением, достаточно однородный и не приводит к сколь-нибудь значимым упругим напряжениям.

В работе [15] мы исследовали импульсно-периодический режим работы мощных широкоапертурных лазерных усилителей из неодимового стекла с диаметрами 6, 8.5 и 10 см при импульсно-периодической накачке с периодом 3 мин. Такие усилители входят в состав лазера накачки параметрической лазерной установки PEARL (PEtawatt rARametrical Laser) мощностью 0.56 ПВт [3]. Время остывания стержня  $\tau$  пропорционально квадрату его радиуса. Поскольку при интенсивном охлаждении образующей стержня  $\tau = R^2/(5.76\kappa)$ , где  $R$  – радиус стержня,  $\kappa$  – коэффициент температуропроводности, именно усилители с наибольшим диаметром являются наиболее термически нагруженными. По результатам измерений деполяризации в [15] рассчитывалось увеличение температуры стержня, вызванное одиночным импульсом накачки, для чего использовалась связь деполяризации излучения с распределением температуры. По известным распределениям температуры в стержнях после одиночного импульса накачки была рассчитана динамика температуры и термонаведенной линзы и оценена величина термонаведенных упругих напряжений в активных элементах. В активном элементе диаметром  $D_1 = 10$  см они составили 15% (30%) от порогового значения при частоте повторения 1 импульс

А.А.Кузьмин, Е.А.Хазанов, А.А.Шайкин. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: alexeyhsgap@yandex.ru, khazanov@appl.sci-nnov.ru, shaykin@appl.sci-nnov.ru

в 3 (1.5) мин. Для увеличения частоты повторения импульсов можно понизить энергию разряда в лампах накачки широкоапертурных усилителей (это снизит тепловую нагрузку на активный элемент, но в то же время уменьшит запасенную энергию) либо построить новую схему лазера, содержащую активные элементы меньшего диаметра, способные работать без разрушения при большей частоте повторения импульсов.

В настоящей работе экспериментально исследованы термонаведенные эффекты в усилителе диаметром 4.5 см в режиме, когда период следования импульсов накачки равен 1 мин. На основе этих измерений и результатов, опубликованных в [15], нами проведен подробный анализ термонаведенных эффектов в исследованных усилителях при произвольной частоте повторения импульсов накачки. В результате анализа построены зависимости, которые позволяют в каждом конкретном случае определить не только максимально допустимую частоту повторения, но и найти компромисс между ее повышением и увеличением коэффициента усиления.

На основе полученных результатов представлен проект неодимового лазера с энергией в импульсе 340 Дж (длительность 20 нс) и периодом следования импульсов 1 мин. Вторая гармоника излучения этого лазера используется для накачки кристалла Ti:сапфира – усилителя силовых элементов установки являются стержни из неодимового стекла диаметром 4.5 см, уже испытанные нами при частоте повторения 1 имп/мин. Сильные термонаведенные искажения излучения планируется компенсировать при помощи кварцевого 90-градусного вращателя поляризации. Результаты экспериментов по компенсации деполаризации в предлагаемой схеме также приведены в настоящей статье.

## 2. Параметры исследованных стержневых активных элементов из неодимового стекла

В работе [15] опубликованы результаты экспериментального исследования термонаведенных искажений излучения в стержнях из неодимового стекла марки КГСС-1621 (параметры аналогичного по физическим свойствам стекла марки ГЛС-22 приведены в [16]) с диаметрами 6, 8.5 и 10 см для усилителей с периодом следования импульсов накачки 3 мин. В настоящей работе представлены результаты аналогичных экспериментов со стержнем из стекла той же марки диаметром 4.5 см при периоде следования импульсов накачки 1 мин (см. разд.3). Основные характеристики исследованных усилителей приведены в табл.1. Накачка активных элементов с диаметрами 6, 8.5 и 10 см осуществлялась при помощи восьми импульсных газоразрядных ламп марки ИФП-8000. Максимальная энергия накачки  $W_p$  составила 36.5 кДж (использовались два

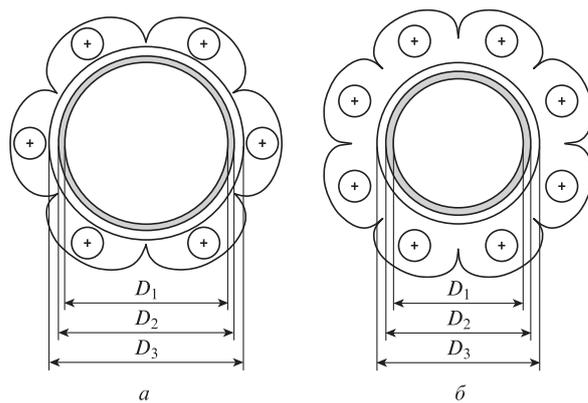


Рис.1. Поперечные сечения усилителей, содержащих шесть ламп накачки (диаметр активного элемента 4.5 см) (а) и восемь ламп накачки (диаметр активного элемента 6, 8.5 или 10 см) (б).

накопителя емкостью по 200 мкФ, каждый мог заряжаться до напряжения 13.5 кВ [17]). Накачка активного элемента диаметром 4.5 см осуществлялась шестью лампами ИФП-5000-2. Максимальная энергия накачки в этом случае составила 23.8 кДж (использовались три накопителя емкостью по 324 мкФ, каждый мог заряжаться до напряжения 7 кВ).

Во всех экспериментах использовались квантроны с зеркальными отражателями. На рис.1 показаны поперечные сечения усилителей. Каждая секция отражателя имеет форму «Винстон» [18]. Этот отражатель эффективно передает энергию с поверхности ламп на поверхность активного элемента (диаметр  $D_1$ ), воды, окружающей активный элемент ( $D_2$ ), и стеклянной колбы ( $D_3$ ) влияют на фокусировку излучения ламп в активный элемент и, следовательно, на эффективность усилителей и поперечное распределение коэффициента усиления в активном элементе [17]. Охлаждение активных элементов осуществлялось проточной водой, входная температура которой стабилизировалась с точностью  $\pm 0.1$  К. В табл.1 для исследованных лазерных усилителей также приведены значения усредненного по апертуре активного элемента коэффициента усиления по слабому сигналу  $\langle G_0 \rangle$  и запасенной энергии  $W_{st}$  при максимальной энергии накачки  $W_p$ . Для расчета  $W_{st}$  мы полагали, что плотность энергии насыщения неодимового стекла равна 3.5 Дж/см<sup>2</sup> и учитывали неоднородность поперечного распределения коэффициентов усиления в активных элементах [15, 17].

На рис.2 представлены зависимости энергии, запасенной в активных элементах, от энергии накачки. Экспериментальные результаты аппроксимированы кривыми вида  $W_{st} = W_1 \tanh(W_p/W_2)$ , где значения параметров  $W_1$  и  $W_2$  для каждого стержня указаны в табл.1. Данная формула будет использована ниже при анализе возможных режи-

Табл.1. Характеристики исследованных лазерных усилителей.

$D_1$ (см)	$L$ (см)	$D_2$ (см)	$D_3$ (см)	$[Nd^{3+}]$ ( $10^{20} \text{ см}^{-3}$ )	$\kappa$ ( $10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$ )	Марка ламп накачки	$N_1$	$N_{st}$	$C$ (мкФ)	$U_{max}$ (кВ)	$N_1/N_{st}$	$W_p$ (кДж)	$\langle G_0 \rangle$	$W_{st}$ (Дж)	$W_1$ (Дж)	$W_2$ (кДж)
4.5	25	4.8	5.4	0.86	2.8	ИФП-5000-2	6 (рис.1,а)	3	324	7	2	23.8	7.4	112	113.2	8.6
6	25	9.5	10.0	0.56	2.0	ИФП-8000	8 (рис.1,б)	2	200	13.5	4	36.5	6.5	184	191.7	19.0
8.5	25	10.8	11.4	0.29	2.5	ИФП-8000	8 (рис.1,б)	2	200	13.5	4	36.5	3.8	264	284.8	22.3
10	25	10.8	11.4	0.33	2.5	ИФП-8000	8 (рис.1,б)	2	200	13.5	4	36.5	2.8	282	287.9	15.9

Примечание:  $L$  – длина активного элемента,  $N_1$  – количество ламп накачки,  $N_{st}$  – количество емкостных накопителей,  $C$  – емкость одного накопителя,  $U_{max}$  – максимальное напряжение на накопителе,  $N_1/N_{st}$  – количество ламп на один накопитель (последовательное соединение).

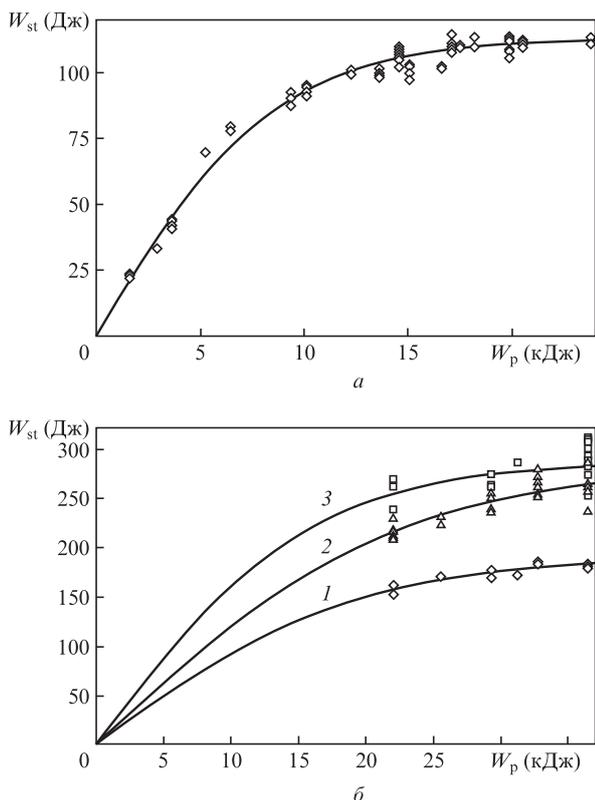


Рис.2. Зависимости энергии, запасенной в активных элементах диаметром 4.5 см (а), 6 см (б, кривая 1), 8.5 см (б, кривая 2), 10 см (б, кривая 3) от энергии накачки. Точки – экспериментальные результаты, сплошные кривые – результаты интерполяции.

мов работы усилителей. Заметим, что для активных элементов с апертурой 6, 8.5 и 10 см нет экспериментальных точек на рис.2,б в области малых энергий накачки. Это связано с технической особенностью поджига ламп. В усилителе с активным элементом диаметром 4.5 см для зажигания разряда в двух последовательно соединенных лампах использовался токовый импульс от внешнего блока поджига. Параметры этого импульса не зависели от напряжения на накопителях, поэтому лампы накачки срабатывали в том числе при малом заряде конденсаторов. В остальных усилителях для поджига ламп (четыре, последовательно соединенных) использовался импульс, формируемый с помощью дополнительного малоэнергетического контура предыонизации, из-за чего пробой ламп происходил только при зарядном напряжении, превышающем определенный порог ( $\sim 10.5$  кВ) [17].

### 3. Измерение термонаведенных искажений излучения в активном элементе диаметром 4.5 см

Мы исследовали термонаведенные искажения излучения в стержне диаметром 4.5 см при периоде следования импульсов накачки 1 мин. При столь высокой частоте повторения наряду с нагревом активного элемента от выстрела к выстрелу происходит значительное увеличение температуры лампы накачки. В результате нагрева кварцевая колба лампы мутнеет, а из-за теплового расширения, приводящего к большим упругим напряжениям в местах зажима лампы в корпусе квантрона, существует риск разрушения лампы. С подобным явлением мы сталкивались в экспериментах с усилителем, содержащим активный эле-

мент диаметром 6 см. Воздушное пространство в квантроне, в котором располагались лампы (между металлическим корпусом квантрона и водяной колбой с активным элементом), играло роль термоса, препятствуя остыванию ламп после выстрелов. При работе в режиме одна вспышка в 2 мин (энергия разряда ламп составляла 36.5 кДж) после серии из 27 выстрелов лампы разрушались. В экспериментах с активным элементом диаметром 4.5 см в режиме 1 имп/мин для предотвращения разрушения и помутнения лампы охлаждались проточным воздухом комнатной температуры. Активный элемент охлаждался проточной водой. Энергия накачки составляла 17.5 кДж.

Основное внимание в наших экспериментах было уделено исследованию термонаведенной деполяризации излучения. Для измерения деполяризации использовались зондирующие импульсы излучения с линейной поляризацией и с частотой повторения 1 Гц. Активный элемент помещался между скрещенными поляризаторами. Величина деполяризации определялась по отношению интенсивностей лазерного излучения, измеряемых на входе и выходе этой схемы.

На основе измерений деполяризации по методу, изложенному в [13, 15], мы рассчитали распределение температуры в стержне после одиночного импульса накачки (в момент окончания электрического разряда в лампах накачки). Это позволило смоделировать динамику распре-

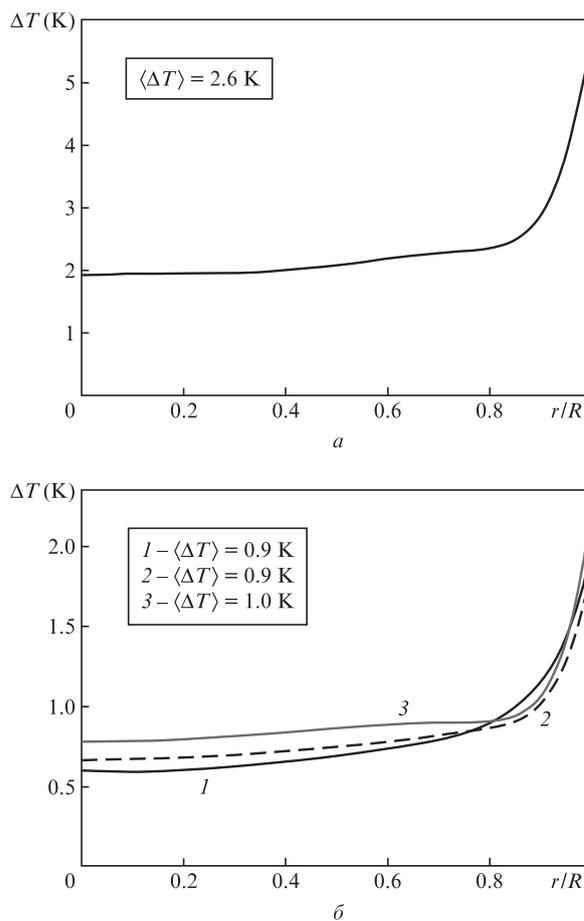


Рис.3. Распределения температуры в активных элементах диаметром  $2R = 4.5$  (а), 6 (б, кривая 1), 8.5 (б, кривая 2) и 10 см (б, кривая 3) после одиночного импульса накачки с энергией  $W_p$ , равной 17.5 (а) и 36.5 кДж (б).  $\langle \Delta T \rangle$  – средняя по апертуре температура активного элемента, отсчитываемая относительно температуры охлаждающей жидкости.

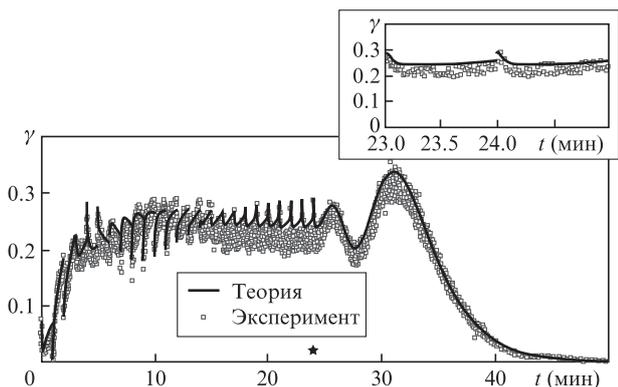


Рис.4. Динамика интегрального коэффициента деполаризации  $\gamma$  в активном элементе диаметром 4.5 см в серии импульсов накачки, следующих с периодом 1 мин. Звездочкой обозначен момент окончания последнего импульса в серии.

деления температуры, термонаведенной линзы и деполаризации во всей серии импульсов. Упругие и оптические характеристики стекла КГСС-1621 были выбраны равными соответствующим характеристикам стекла ГЛС-22, приведенным в [16]. Радиальное распределение температуры после одиночного импульса накачки приведено на рис.3.а. На рис.3.б представлены соответствующие распределения для стержней диаметром 6, 8.5 и 10 см из [15]. С достаточно хорошей точностью можно полагать, что температура изменяется прямо пропорционально энергии накачки, т.е. двум значениям энергии накачки  $W_{p1}$  и  $W_{p2}$  соответствуют распределения температуры  $\Delta T_1(r)$  и  $\Delta T_2(r)$ ,

связанные соотношением  $\Delta T_1(r)/\Delta T_2(r) = W_{p1}/W_{p2}$ . Справедливость данного предположения подкреплена экспериментом: распределения температуры в стержне диаметром 4.5 см, рассчитанные на основе измерения термонаведенной деполаризации излучения при энергиях накачки 17.5 и 14.6 кДж, соотносятся друг с другом в согласии с приведенной выше формулой.

На рис.4 показана динамика интегрального коэффициента деполаризации  $\gamma$  – отношения энергии излучения, поляризованного ортогонально падающему излучению, к полной энергии пучка на выходе из активной среды. Период следования импульсов накачки равен 1 мин. График демонстрирует как установление стационарного режима, так и релаксацию деполаризации после каждого импульса накачки.

На рис.5 изображены поперечные распределения коэффициента деполаризации  $\Gamma$  (отношение интенсивности излучения, поляризованного ортогонально падающему излучению, к полной интенсивности излучения) на выходе из активной среды через одну секунду после первого импульса накачки и в различные моменты времени после заключительного импульса накачки в серии. Как видно из рис.4, 5, экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими представлениями.

На рис.6 приведены результаты расчетов – радиальные распределения фаз собственных волн и температуры в активном элементе в стационарном режиме, т.е. после установления в нем теплового равновесия. В стержневой геометрии, вследствие цилиндрической симметрии и изотропии стекла, в активном элементе существуют две соб-

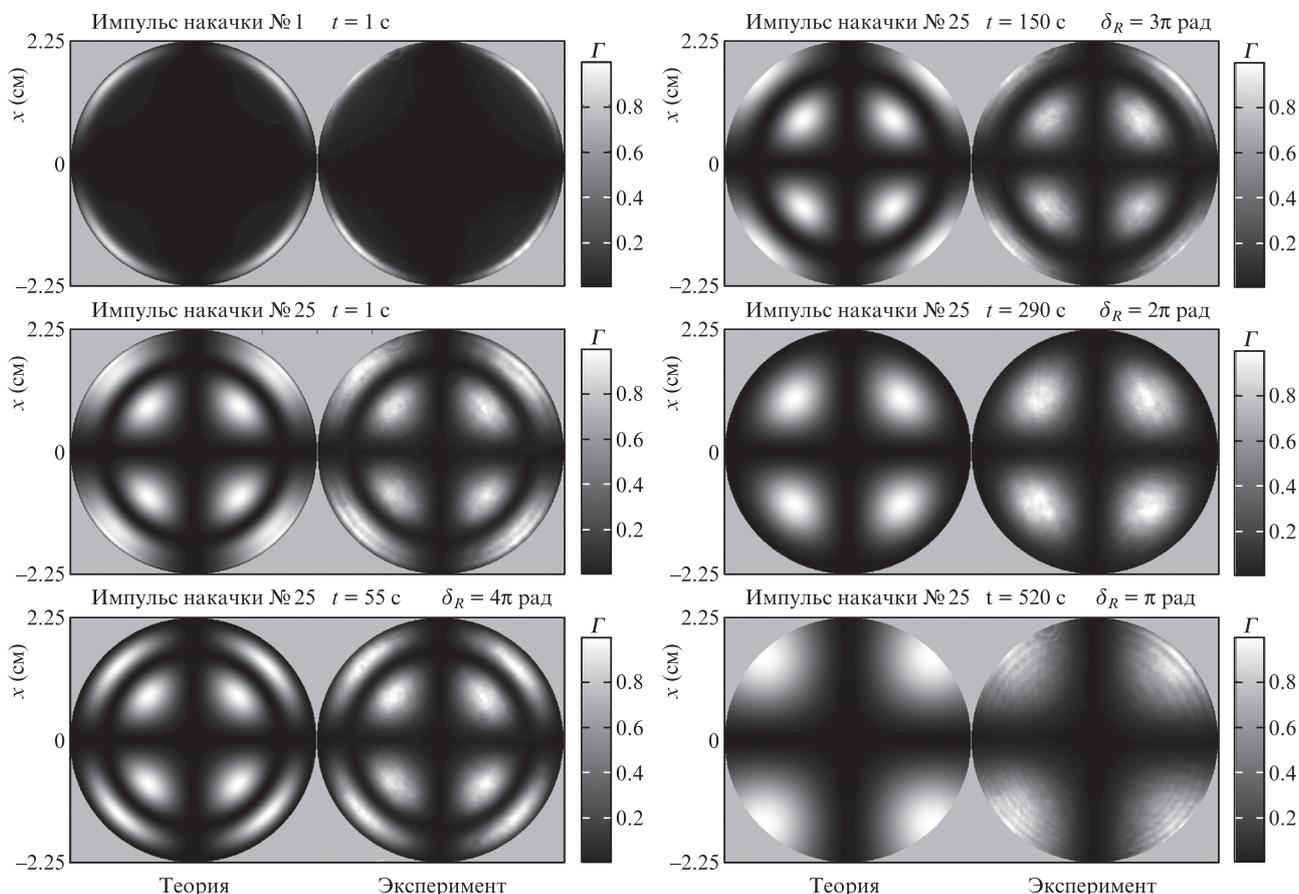


Рис.5. Теоретические и экспериментальные распределения коэффициента деполаризации  $\Gamma$  в активном элементе диаметром 4.5 см после первого импульса накачки и в различные моменты времени после заключительного импульса накачки в серии.

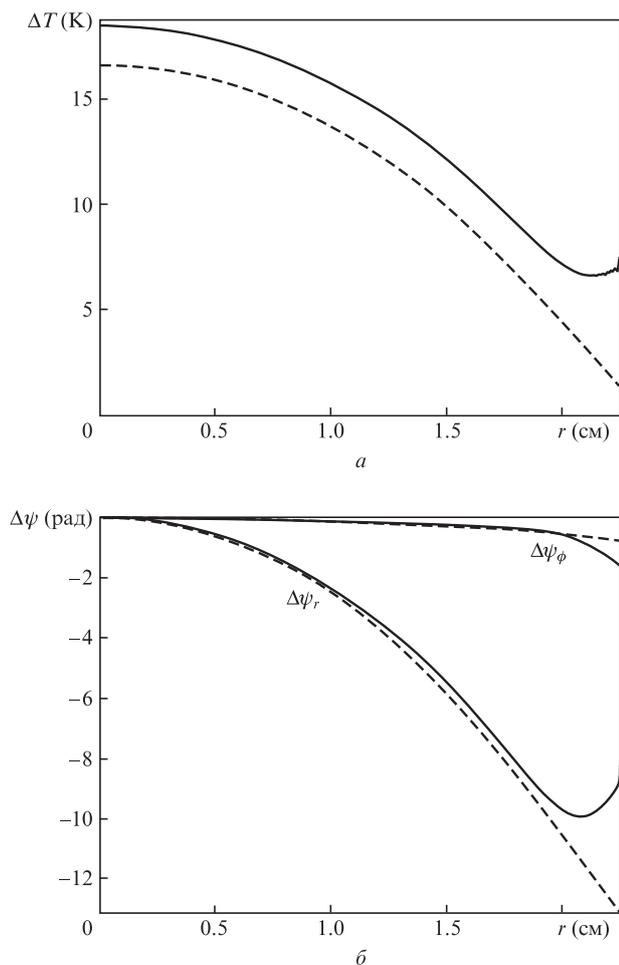


Рис.6. Распределение температуры (а) и фаз собственных волн (б) в активном элементе диаметром 4.5 см в стационарном режиме. Штриховые кривые соответствуют моменту начала электрического разряда в лампах накачки, сплошные кривые – моменту окончания импульса накачки.

ственные волны, поляризованные радиально и тангенциально. Фазовые набеги этих волн в активной среде обозначим соответственно  $\Delta\psi_r$  и  $\Delta\psi_\phi$ . Их разность  $\delta = \Delta\psi_\phi - \Delta\psi_r$  определяет степень деполяризации излучения. Для линейно поляризованного на входе в активный элемент излучения степень деполяризации описывается формулой  $\Gamma = \sin^2(2\phi) \sin^2(\delta(r, t)/2)$ . Данное выражение лежит в основе наших расчетов  $\Delta\psi_r$  и  $\Delta\psi_\phi$  (см. [15]). Введем также величину  $\delta_R(t) = \delta(r=R, t)$ , характеризующую разность термонаведенных приращений фаз собственных волн на краю активного элемента.

Анализируя рис.6,б, можно заметить, что за исключением незначительной области на краю активного элемента зависимости  $\Delta\psi_{r,\phi}(r)$  близки к параболическим:  $\Delta\psi_{r,\phi}(r) \approx -\pi r^2/(\lambda F_{r,\phi})$ , где  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения. Найденные нами фокусные расстояния термонаведенной линзы  $F_r$  и  $F_\phi$  (для радиальной и тангенциальной поляризации соответственно) оказались равными 120 и 2500 м. Оптическая сила для тангенциальной поляризации  $1/F_\phi$  столь мала, что ошибка ее определения превышает 100%. Например, изменение на 3% значения  $dn/dT$ , которое использовалось для расчетов, может привести даже к смене знака  $F_\phi$ .

Астигматизм ( $\Delta\psi_r \neq \Delta\psi_\phi$ ) может быть скомпенсирован одновременно с деполяризацией излучения при помощи

90-градусного вращателя поляризации, расположенного между двумя одинаковыми активными элементами. В такой схеме результирующая фаза  $\Delta\psi_2 = \Delta\psi_\phi + \Delta\psi_r$ , и поэтому не зависит от состояния поляризации на входе в систему. Параболическая составляющая линзы при этом может быть исключена внесением дополнительной расстройки в телескопы, располагающиеся между активными элементами установки.

Аберрации более высокого порядка сильны на периферии стержня, и их влияние существенно зависит от диаметра и формы лазерного пучка. Следует отметить, что распределения фаз на рис.6,б получены в предположении, что к моменту прохождения лазерного импульса завершилось тепловыделение в активной среде, вызванное импульсом накачки. На практике приход усиленного лазерного импульса совпадает с моментом достижения максимума инверсии населенностей и происходит еще до окончания импульса накачки. Реальное распределение температуры в момент прихода лазерного импульса находится между распределениями, приведенными на рис.6,а. Таким образом, рассчитанные аберрации термонаведенной линзы (рис.6,б) являются оценкой сверху реальных аберраций. На расчете фокусных расстояний  $F_r$  и  $F_\phi$  изложенные замечания практически не сказываются.

Физические свойства стекла КГСС-1621 таковы, что набег фазы  $\Delta\psi_r$  радиально поляризованной волны существенно больше набега фазы  $\Delta\psi_\phi$  тангенциально поляризованной волны (рис.6,б), так что можно считать  $\delta(r, t) \approx -\Delta\psi_r$ . С другой стороны, для стационарного режима работы лазера  $\delta(r, t) \approx \delta_R(t)r^2/R^2$ . Поэтому для оценки фокусного расстояния термонаведенной линзы для радиально поляризованного излучения можно использовать формулу  $F_r \approx \pi R^2/(\lambda \delta_R(t))$ , а фазовыми искажениями для тангенциально поляризованной волны можно пренебречь. Величина  $\delta_R(t)$  определяет количество радиальных вариаций (колец) в стационарном распределении коэффициента деполяризации и поэтому может быть легко оценена из эксперимента. Распределения коэффициента деполяризации, соответствующие различным значениям параметра  $\delta_R(t)$ , изображены на рис.5.

#### 4. Анализ термонаведенных эффектов при различных частотах повторения импульсов и энергиях накачки

Наиболее подвержена термомеханическим разрушениям поверхность активного элемента, что обусловлено наличием на ней относительно большого количества дефектов (микротрещин и пр.) [5]. Для цилиндрического активного элемента упругое напряжение на поверхности дается формулой [5]:  $\sigma = \alpha E(\langle T \rangle - T)/(1 - \nu)$ , где  $\alpha$  – коэффициент линейного теплового расширения,  $E$  – модуль Юнга,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $T$  и  $\langle T \rangle$  – температура поверхности и средняя температура в стержне соответственно. Предельно допустимое значение  $\sigma_{lim}$  определяется термостойкостью стекла  $\delta T = (\langle T \rangle - T)_{lim}$ . Мы использовали фосфатное стекло марки КГСС-1621 и полагали  $\delta T = 38$  К (такую термостойкость имеет согласно [16] близкое по физическим свойствам стекло ГЛС-22). Величину предельных упругих напряжений  $\sigma_{lim}$  при этом можно оценить в 30 МПа. В дальнейшем, говоря об упругих напряжениях, мы будем подразумевать напряжения на поверхности стержня.

Рассмотрим импульсно-периодический режим работы лазера, когда импульсы накачки одинаковой энергии повторяются с частотой  $f$ . Для такого режима характерно установление стационарного состояния, в котором теплота, поглощаемая активными элементами за единичный импульс накачки, равна теплоте, отводимой от их поверхности за интервал времени между соседними импульсами. Для описания стационарного состояния будем использовать величину  $\delta_R(t = t_p - 0)$ , характеризующую разность термонаведенных приращений фаз собственных волн на краю активного элемента в момент времени непосредственно перед очередным импульсом накачки. Далее, если не указан аргумент  $\delta_R$ , мы будем подразумевать, что это  $\delta_R(t = t_p - 0)$ .

Как уже отмечалось выше, тепловая задача линейна, поэтому от параметра  $f$  удобно перейти к более универсальному параметру  $P_p = fW_p$ , характеризующему среднюю мощность накачки. На рис.7 приведена зависимость  $\delta_R$  от  $P_p$  для исследованных усилителей. Заметим, что работа активного элемента при упругих напряжениях, превышающих порог разрушения на 20%–30%, довольно рискована, в связи с этим область значений параметра  $\delta_R$  на рис.7 ограничена значением  $6\pi$  рад, при котором, как видно из рис.8,  $\sigma_{max} = 0.3\sigma_{lim}$ . Величина  $\gamma$  (рис.8) рассчитывалась в момент времени непосредственно перед импульсом накачки ( $t = t_p - 0$ ), а  $\sigma_{max}$  – для интервала времени, заключенного между соседними импульсами накачки. При построении графиков энергия накачки считалась постоянной (17.5 кДж для стержня диаметром 4.5 см и 36.5 кДж для стержней диаметром 6, 8.5 и 10 см), а частота повторения импульсов  $f$  варьировалась. Другими словами, на рис.8 изображена параметрическая функциональная зависимость  $[\delta_R(f), \gamma(f), \sigma_{max}/\sigma_{lim}(f)]$ . Расчеты показывают, что аналогичные зависимости, построенные при других значениях энергии накачки, ограниченных сверху значениями  $W_p$  из табл.1, практически не отличаются от зависимостей на рис.8, т.е. эти зависимости носят универсальный характер.

Совместный анализ зависимостей запасенной энергии в активных элементах от энергии накачки (рис.2) и зависимостей  $\sigma_{max}(\delta_R)$  и  $\delta_R(P_p)$  (рис.8 и 7) позволяет определить допустимые параметры импульсно-периодического режима работы исследованных лазерных усилителей. На рис.9 представлены значения запасенной энергии, достижимые при различной частоте повторения импульсов накачки. Каждой линии соответствует постоянная разность

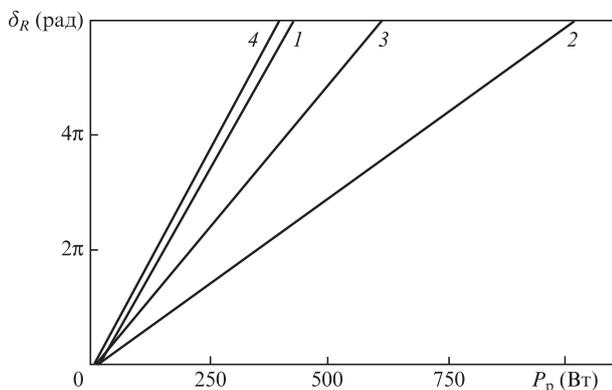


Рис.7. Зависимости разности термонаведенных приращений фаз собственных волн на краю активного элемента  $\delta_R$  от средней мощности накачки  $P_p$ . Диаметры активных элементов: 4.5 (1), 6 (2), 8.5 (3) и 10 см (4).

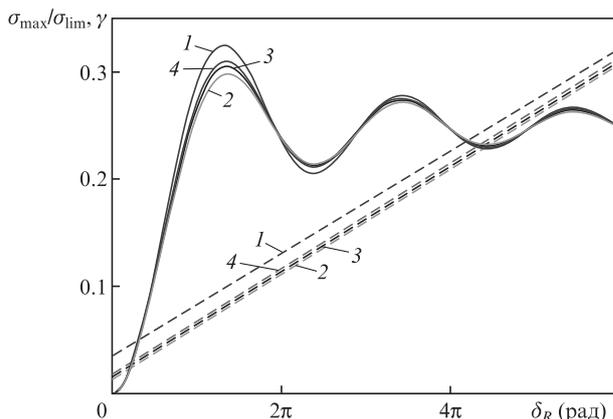


Рис.8. Зависимости интегрального коэффициента деполаризации  $\gamma$  (сплошные линии) и максимальных упругих напряжений  $\sigma_{max}$  (штриховые линии) от разности фаз собственных волн на краю активного элемента  $\delta_R$ . Диаметры активных элементов: 4.5 (1), 6 (2), 8.5 (3) и 10 см (4); энергия импульсов накачки: 17.5 (1) и 36.5 кДж (2–4).

фаз  $\delta_R$  на краю активного элемента, т.е. постоянное отношение  $\sigma_{max}/\sigma_{lim}$ .

Режимы работы с  $\delta_R = 4\pi$  рад (т.е. согласно рис.8 с  $\sigma_{max} = (0.2–0.25)\sigma_{lim}$ ) являются, на наш взгляд, безопасными с точки зрения термомеханических разрушений. Об этом свидетельствует наш экспериментальный опыт. В частности, в описанных в разд.3 экспериментах отношение  $\sigma_{max}/\sigma_{lim}$  составляло 0.22 и активный элемент при этом не разрушался. Соответствующие кривые на рис.9 будем считать рабочими для определения оптимального соотношения частоты повторения импульсов накачки и запасенной в стержнях энергии.

Графики, приведенные на рис.2, 7–9, позволяют рассчитать произвольный импульсно-периодический режим работы исследованных усилителей. А именно, при заданных частоте повторения импульсов  $f$  и уровне максимальных упругих напряжений  $\sigma_{max}$  на границе стержня они позволяют найти энергию накачки  $W_p$  и соответствующую ей запасенную энергию  $W_{st}$ , а также термонаведенную разность фаз  $\delta_R$  собственных волн на границе активного элемента перед очередным импульсом накачки и соответствующий ей уровень поляризационных потерь  $\gamma$ . В табл.2 приведены параметры исследованных активных элементов, при которых они могут работать с периодом следования импульсов 1 или 2 мин.

Анализ зависимостей, представленных на рис.9, показывает, что при  $\delta_R = 4\pi$  рад в усилителях с активными элементами диаметром 8.5 и 10 см безопасно создавать максимально возможную инверсию населенностей при периоде следования импульсов накачки не менее 2–3 мин. Для перехода к режиму 1 имп/мин необходимо снизить энергию накачки. Это приводит к уменьшению запасенной энергии примерно на 20%, что существенно, т.к. именно широкоапертурные активные элементы являются основными аккумуляторами энергии лазерного излучения мощной установки.

В установке типа PEARL [3] использование активных элементов с апертурой до 10 см – необходимость, сопряженная с предотвращением оптического пробоя стержней лазерным импульсом длительностью 1 нс (энергия импульса 300 Дж, порог оптического пробоя стекла при длительности импульса 1 нс составляет 10 Дж/см<sup>2</sup>). В схеме ОРСПА (Optical Parametrical Chirped Pulse Amplification) более

Табл.2. Параметры исследованных лазерных усилителей при работе с периодом следования импульсов 1 и 2 мин.

Диаметр стержня (см)	$\delta_R$ (рад)		$\sigma_{\max}/\sigma_{\text{lim}}$		$W_p$ (кДж)		$W_{\text{st}}$ (Дж)	
	1 мин	2 мин	1 мин	2 мин	1 мин	2 мин	1 мин	2 мин
4.5	$4\pi$	$1.8\pi$	0.22	0.12	17.5	17.5	109	109
6	$3.5\pi$	$1.7\pi$	0.19	0.1	36.5	36.5	184	184
8.5	$4.1\pi$	$2.9\pi$	0.21	0.16	25	36.5	230	264
10	$4.2\pi$	$3.7\pi$	0.21	0.2	16.5*	30	224	275

\*Режим не реализуется в используемой нами схеме поджига ламп накачки

длинные импульсы накачки использоваться не могут, поскольку параметрический усилитель не может накапливать энергию за счет инверсии населенностей, и длительность импульса накачки должна быть сравнима с длительностью растянутого фемтосекундного импульса (~1 нс). Такие же ограничения имеют место и при работе с субпикосекундными лазерами на неодимовом стекле, в которых длительность растянутого импульса также ~1 нс.

Альтернативной концепцией создания мощных установок является лазерное усиление chirпированных импульсов в кристалле Ti:сапфира. Для накачки Ti:сапфира так же, как и для параметрической накачки кристаллов DKDP, может быть использована вторая гармоника излучения

неодимового лазера, однако в этом случае можно использовать длинные (~20 нс) импульсы. С увеличением длительности лазерного импульса пороговая интенсивность пробоя увеличивается пропорционально длительности импульса в степени 1/2. Пороговая интенсивность оптического пробоя неодимового стекла для таких импульсов составляет ~40 Дж/см<sup>2</sup>, поэтому для генерации импульсов с энергией несколько сотен джоулей могут быть использованы активные элементы с меньшей, чем 8.5 или 10 см, апертурой, допускающие работу при большей частоте повторения импульсов. Согласно рис.9,а,б и табл.2 стержни диаметром 4.5 и 6 см могут безопасно (если  $\sigma_{\max}/\sigma_{\text{lim}}$  составляет 0.2 или менее) работать при частоте повторения 1 имп/мин при запасаемой в инверсии населенностей энергии, близкой к предельно возможной.

Однако одного только пятикратного запаса прочности неодимового стекла недостаточно для работы усилителей. Пучок хорошего качества можно получить только в том случае, если скомпенсированы сильные поляризационные и фазовые искажения излучения. Один из известных способов такой компенсации – применение 90-градусного вращателя поляризации, помещенного между двумя одинаковыми усилителями. В следующем разделе будут приведены результаты экспериментов, демонстрирующие эффективность данного метода.

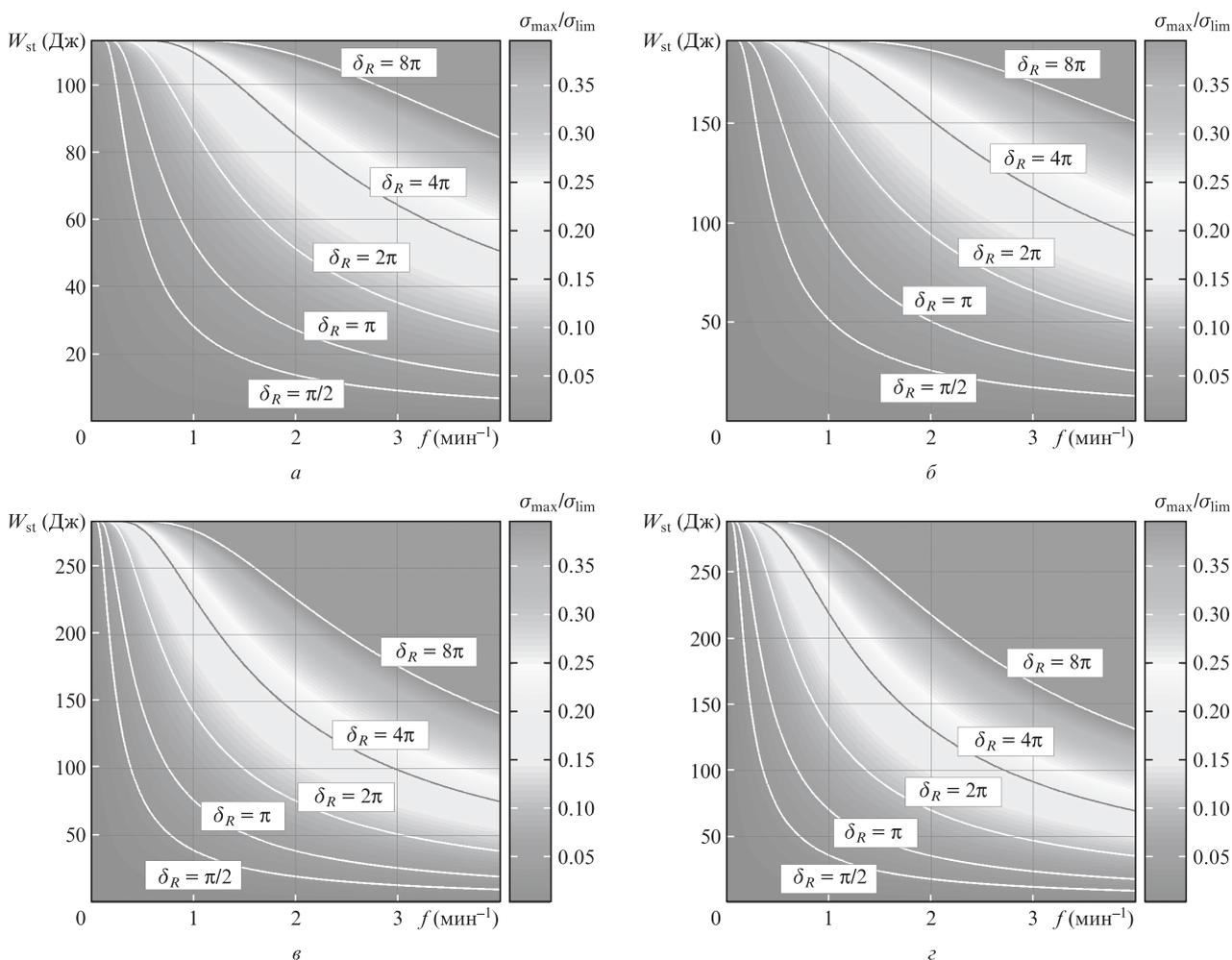


Рис.9. Линии постоянной разности фаз  $\delta_R = \Delta\psi_\phi - \Delta\psi_r$  собственных волн на краях активных элементов диаметром 4.5 (а), 6 (б), 8.5 (в) и 10 см (г);  $\sigma_{\max}$  – максимальное за промежуток времени между импульсами накачки напряжение на поверхности активного элемента,  $\sigma_{\text{lim}} = 30$  МПа – порог разрушения стекла КГСС-1621.

### 5. Экспериментальное исследование компенсации деполаризации в лазере для накачки Ti:сапфира

На основе приведенных выше результатов нами рассчитана схема мощного лазера на неодимовом стекле с энергией импульсов несколько сотен джоулей и с частотой повторения 1 имп/мин. Излучение этого лазера после преобразования во вторую гармонику планируется использовать для накачки кристалла Ti:сапфира. На рис.10 приведена схема силовой части установки. Она состоит из четырех усилителей из неодимового стекла КГСС-1621 диаметром 4.5 см (см. табл.1). Излучение от стартовой части делится при помощи поляризатора на два линейно поляризованных пучка с одинаковой энергией. После усиления за два прохода излучение из обоих каналов суммируется и попадает на нелинейный кристалл, где его частота удваивается (e-o-e-синхронизм). При e-o-e-типе взаимодействия для эффективного удвоения частоты достаточно, чтобы энергии обыкновенной и необыкновенной волн были одинаковы, а разность фаз между ними значения не имеет. Это позволяет удваивать частоту излучения от двух несфазированных каналов.

Распределение интенсивности на входе в усилитель, использованное в расчетах выходных параметров лазера, задавалось в виде

$$I_{in}(t, r) = I_0 \exp[-(2t/t_0)^2] \cos^2(\pi r^2/2R^2),$$

где  $t$  и  $r$  – временная и радиальная координаты соответственно,  $t_0 = 20$  нс,  $R = 2.25$  см. Интеграл распада рассчитывался по формуле

$$B = 2\pi\gamma_{NL}\lambda^{-1} \max_{r,t} \left( \int_0^L I dz \right),$$

где  $L$  – длина стержня,  $I$  – интенсивность лазерного излучения,  $\lambda$  – длина волны,  $\gamma_{NL}$  – коэффициент нелинейности неодимового стекла (для линейной поляризации он полагался равным  $3.2 \times 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/ГВт). Потери в схеме усилителя, учитываемые в расчетах, приведены в табл.3. На рис.11 показаны результаты расчетов выходных параметров

лазера в зависимости от энергии импульса стартовой части установки

$$E_{in} = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_0^R I_{in}(r, t) r dr.$$

Сплошная кривая на рис.11,а отображает энергию  $E_{out}$  на выходе усилителя непосредственно перед удвоителем частоты, пунктирная кривая на этом же рисунке описывает максимальную плотность энергии в пучке  $e_{max}$ . На рис.11,б приведены приращения интеграла  $B$  на каждом проходе через усилители диаметром 4.5 см (кривые 1–4) и суммарная величина интеграла распада на выходе каждого канала усилителя (кривая 5).

Таким образом, если стартовая часть установки будет формировать импульсы длительностью 20 нс с энергией 15 Дж, то на выходе усилителя энергия будет составлять 300 Дж в первой гармонике (рис.11,а) или по крайней мере 200 Дж во второй гармонике (на длине волны 527 нм). Максимальная ожидаемая плотность энергии излучения составит  $\sim 10.8$  Дж/см<sup>2</sup>, что ниже порога оптического пробоя более чем в 3 раза. Суммарный интеграл распада в каждом силовом канале составит  $\sim 0.7$  рад, что значительно ниже порога развития мелкомасштабной самофокусировочной неустойчивости.

В расчетах мы учитывали перекрытие импульсов первого и второго проходов. Расстояние между активными элементами и расстояние между глухим зеркалом и ближайшим к нему усилителем (рис.10) полагались равными 60 и 20 см соответственно. Эти значения были выбраны для наиболее компактного размещения усилителей на оптическом столе. Наши эксперименты показали, что, несмотря на большой ( $\sim 3000$ ) коэффициент усиления по слабому сигналу за два прохода через канал, роль усиленного спонтанного излучения в рассмотренной схеме мала. Отметим, что если расстояние между глухим зеркалом и ближайшим к нему усилителем сделать больше 3 м, то импульсы первого и второго проходов перекрываются не будут. Расчеты показывают, что в этом случае энергия импульса, падающего на кристалл-удвоитель, составит  $\sim 320$  Дж при энергии импульса стартовой части установки 15 Дж.

Установка проектируется для работы в режиме 1 импульс в минуту. Термонаведенное двулучепреломление планируется компенсировать при помощи кварцевого 90-градусного вращателя поляризации, помещенного между активными элементами каждого канала. Возможность компенсации была продемонстрирована нами экспериментально. Мы исследовали термонаведенную деполаризацию излучения в одном усилительном канале лазера, состоящем из двух двухпроходных активных элементов диаметром

Табл.3. Потери в схеме усилителя (рис.10), учитываемые в расчетах.

Узел схемы	Потери (%)
Поляризатор	10
Торец стержня	0.5
Объем стержня	5
90°-ный вращатель поляризации	0.5
Пластина $\lambda/4$ (два прохода) и зеркало	1

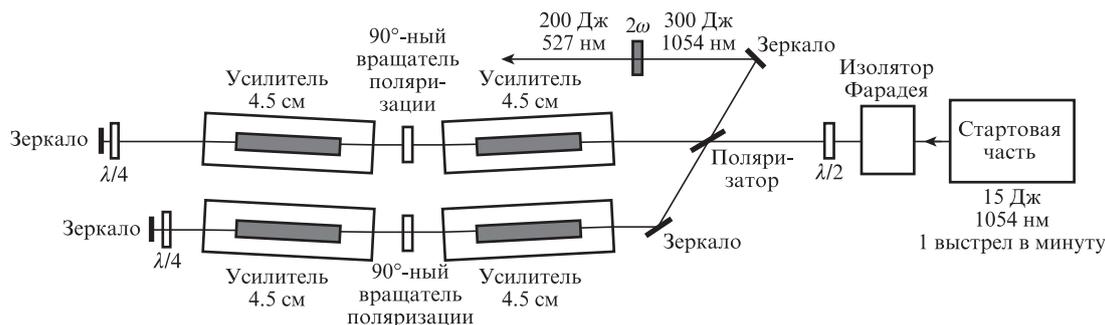


Рис.10. Блок-схема силовой части лазера для накачки Ti:сапфира.

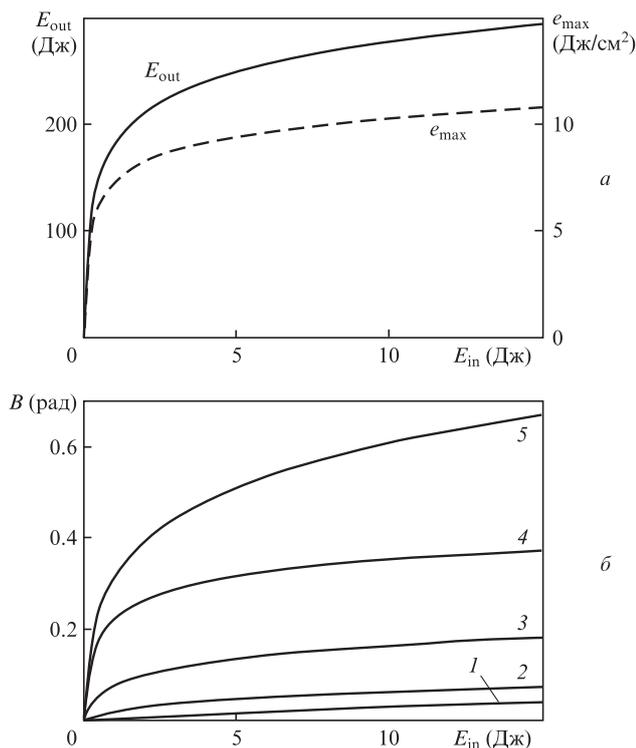


Рис.11. Выходные параметры лазера в зависимости от энергии импульса стартовой части  $E_{in}$ : энергия импульса непосредственно перед удвоителем частоты  $E_{out}$  и максимальная плотность энергии в схеме  $e_{max}$  (а); приращение  $B$ -интеграла (б) в одном из усилительных каналов за первый проход через первый и второй активные элементы диаметром 4.5 см (кривые 1 и 2 соответственно) за второй проход через второй и первый стержни (кривые 3 и 4 соответственно) и суммарный  $B$ -интеграл в канале (кривая 5).

4.5 см (рис.10). Период следования импульсов накачки составлял 3 мин. Энергия импульсов накачки в каждом усилителе была 14.6 кДж. Величина деполяризации выходила на стационарное значение  $\gamma \approx 30\%$  после 14 импульсов накачки без 90-градусного вращателя. Далее, в момент времени  $t = 39.8$  мин в схему установили 90-градусный вращатель, что привело к резкому уменьшению  $\gamma$  (см. рис.12).

Проведенный эксперимент демонстрирует снижение при помощи 90-градусного вращателя коэффициента деполяризации от 0.35 до 0.02, близкого к коэффициенту для холодной деполяризации. С учетом данных, приведенных на рис.11,а, это демонстрирует перспективность данной схемы для получения энергии выходного импульса  $\sim 300$  Дж в первой гармонике.

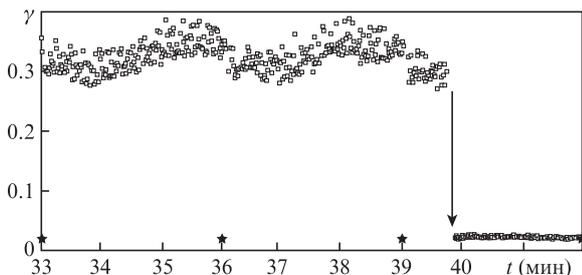


Рис.12. Уменьшение интегрального коэффициента деполяризации в схеме с двумя двухпроходными активными элементами диаметром 4.5 см при установке между ними 90-градусного вращателя поляризации. Звездочками отмечены моменты импульсов накачки. Энергия накачки в каждом усилителе  $W_p = 14.6$  кДж.

## 6. Заключение

Экспериментально исследованы термонаведенные искажения излучения в стержневых активных элементах диаметром 4.5 см. Показано, что при частоте повторения 1 имп/мин и накачке, обеспечивающей запасенную энергию более 100 Дж, такой усилитель имеет пятикратный запас прочности по отношению к порогу термомеханического разрушения, что гарантирует его безопасную работу.

Показано, что измерение термонаведенной деполяризации излучения в активном элементе может быть использовано не только для контроля изменения поляризации пучка, но и для диагностики фазовых искажений излучения и оценки запаса прочности стержня.

На основе полученных экспериментальных данных проанализирован импульсно-периодический режим работы стержневых лазерных усилителей из неодимового стекла с апертурой 4.5, 6, 8.5 и 10 см. Получены универсальные зависимости, позволяющие не только определить пределы повышения частоты повторения импульсов, но и найти компромиссное решение между увеличением частоты повторения и увеличением коэффициента усиления.

Полученные результаты в частности показывают возможность создания компактного лазера с энергией импульса второй гармоники 200–250 Дж и периодом следования импульсов 1 мин для накачки кристаллов Ti:сапфира. Оконечный каскад лазера спроектирован на основе двух пар усилителей диаметром 4.5 см. Экспериментально продемонстрированы необходимый коэффициент усиления, а также компенсация термонаведенной деполяризации в паре таких усилителей.

- Perry M.D., Pennington D., Stuart B.C., Tietbohl G., Britten J.A., Brown C., Herman S., Golick B., Kartz M., Miller J., Powell H.T., Vergino M., Yvanovsky V. *Opt. Lett.*, **24**, 160 (1999).
- Aouama M., Yamakawa K., Akahane Y., Ma J., Inoue N., Ueda H., Kiriya H. *Opt. Lett.*, **28**, 1594 (2003).
- Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421 (2007).
- Koehler W. *Solid State Laser Engineering* (New York: Springer, 2006).
- Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986).
- Ананьев Ю.А., Гришманова Н.И. *ЖЛС*, **12**, 668 (1970).
- Koehler W., Rice D.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6**, 557 (1970).
- Chun M.K., Bischoff J.T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **7**, 200 (1971).
- Мак А.А., Митькин В.М., Сомс Л.Н. *Опτικο-механическая промышленность*, **9**, 65 (1971).
- Витришак И.Б., Сомс Л.Н., Тарасов А.А. *ЖТФ*, **44**, 1055 (1974).
- Uppal J.S., Gupta P.D., Bhawalkar D.D. *J. Appl. Phys.*, **54**, 6615 (1983).
- Gopi N., Nathan T.P.S., Sinha V.K. *Appl. Opt.*, **29**, 2259 (1990).
- Кузьмин А.А., Лучинин Г.А., Потемкин А.К., Соловьев А.А., Хазанов Е.А., Шайкин А.А. *Квантовая электроника*, **39**, 895 (2009).
- Bunkenberg J., Boles J., Brown D. C., Eastman J., Hoose J., Hopkins R., Iwan L., Jacobs S.D., Kelly J.H., Kumpan S., Letzring S., Lonobile D., Lund L.D., Mourou G., Reformat S., Seka W., Sours J.M., Walsh K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 1620 (1981).
- Kuzmin A.A., Khazanov E.A., Shaykin A.A. *Opt. Express*, **15**, 14223 (2011).
- Авакянц Л.И., Бужинский И.М., Корягина Е.И., Суркова В.Ф. *Квантовая электроника*, **5**, 725 (1978).
- Потемкин А.К., Журин К.А., Кирсанов А.В., Копелович Е.А., Кузнецов М.В., Кузьмин А.А., Флат Ф.А., Хазанов Е.А., Шайкин А.А. *Квантовая электроника*, **41**, 487 (2011).
- Siegrist M.R. *Appl. Opt.*, **15**, 2167 (1976).