

Последовательное сложение двух лазерных каналов при возбуждении смесей He – Ar – Xe (2.03 мкм) и Ar – Xe (1.73 мкм) осколками деления урана

А.А.Пикулев, В.М.Цветков, П.В.Соснин, А.А.Синянский

Проведены экспериментальное и расчетное исследования эффективности работы схемы последовательного сложения двух лазерных каналов при возбуждении активной среды осколками деления урана-235. Для смеси He : Ar : Xe = 380 : 380 : 1 (давление 1 атм, длина волны генерации $\lambda = 2.03$ мкм) максимальная мощность генерации двойного канала (1 кВт) почти вдвое превышает мощность генерации одинарного канала (540 Вт). Расчеты показывают, что в случае идеального сложения (при отсутствии потерь на зеркалах) мощность генерации двойного канала может быть увеличена до 1.2 кВт. Для смеси Ar : Xe = 380 : 1 (давление 0.5 атм, $\lambda = 1.73$ мкм) максимальная мощность генерации двойного канала (620 Вт) лишь незначительно превышает мощность одинарного канала (520 Вт), что связано с потерями на алюминиевых зеркалах, использованных для сложения, и негативным влиянием оптических неоднородностей. В случае идеального сложения мощность генерации может быть увеличена до 830 Вт.

Ключевые слова: коэффициент распределенных потерь, лазерно-активная среда, лазеры с ядерной накачкой, многоканальная лазерная система, начальный коэффициент усиления, интенсивность насыщения, сложение лазерных каналов.

1. Введение

Создание мощных лазерных установок с накачкой активной среды осколками деления ядер урана (лазеров с ядерной накачкой – ЛЯН) [1] связано с необходимостью решения проблемы уменьшения числа лазерных пучков, одновременно генерируемых установкой, до разумного предела. Данная проблема возникает в связи со спецификой ЛЯН: любая достаточно мощная лазерная установка принципиально должна быть многоканальной.

Один из способов решения данной проблемы – объединение нескольких ячеек с лазерно-активной средой посредством сложного резонатора. В режиме генерации в сложном резонаторе формируется единое волновое поле, охватывающее лазерные ячейки, и вывод излучения осуществляется в виде одного лазерного пучка. В работе [2] для ЛЯН непрерывного действия были предложены два способа объединения лазерных каналов, которые по аналогии с параллельным и последовательным соединением элементов в электрических цепях были названы параллельным и последовательным сложением лазерных каналов (рис. 1).

Схема параллельного сложения лазерных каналов (рис. 1, а) является одним из вариантов схемы фазирования их излучения [3] в случае сильной связи между каналами и при поперечном выводе излучения в виде одного пучка. Эта схема исследована теоретически в работе [4], а первые экспериментальные результаты представлены в обзорной работе [5].

В схеме последовательного сложения происходит удлинение активной среды генератора с помощью оптических

элементов типа уголкового отражателя (рис. 1, б). Эта схема достаточно широко используется в промышленных CO₂-лазерах [6]. Для ЛЯН схема последовательного сложения достаточно подробно исследована аналитически [4] и, до некоторой степени, экспериментально [7, 8]. В экспериментах [7] при последовательном сложении двух лазерных каналов порог генерации оказался примерно в два раза ниже, а выходная мощность почти в два раза больше, чем для одинарного канала. Результат последовательного сложения трех лазерных каналов был менее успешным: мощность составного генератора оказалась ниже, чем для одинарного лазерного канала [8]. Причин такой низкой эффективности сложения может быть несколько. Назовем только аккумуляцию оптических неоднородностей четного порядка при увеличении числа лазерных каналов и неполную компенсацию неоднородностей нечетного порядка (в частности, оптического клина) при сложении нечетного числа каналов.

Из сказанного выше следует, что схема последовательного сложения для ЛЯН недостаточно экспериментально изучена. Так, главным недостатком экспериментов [7, 8] является отсутствие оптимизации лазерных резонаторов одинарного и двойного каналов по мощности генерации, что не позволяет определить эффективность схемы сложения. С другой стороны, проведение экспери-

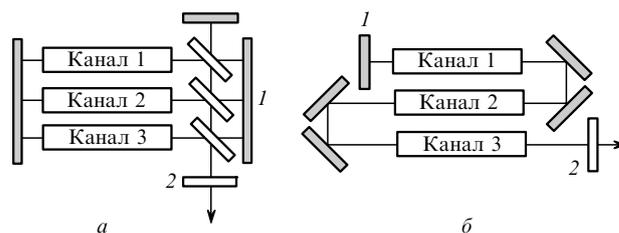


Рис. 1. Схемы параллельного (а) и последовательного (б) сложения трех лазерных каналов [2];

1 – глухие зеркала; 2 – полупрозрачные зеркала.

А.А.Пикулев, В.М.Цветков, П.В.Соснин, А.А.Синянский. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: pikulev@expd.vniief.ru

ментов по оптимизации, в которых необходимо менять резонаторные зеркала в каждом эксперименте, на прокатных установках типа ЛМ [9] весьма затруднительно из-за ограничений, накладываемых требованиями радиационной безопасности, а также из-за большой сложности процесса юстировки лазерных резонаторов и оптического тракта. Поэтому серию экспериментов по оптимизации схемы последовательного сложения двух лазерных каналов было решено провести на двухканальной лазерной установке с ядерной накачкой ЛУНА-2М [10], которая размещена в нижнем зале импульсного реактора ВИР-2М [11].

Настоящая работа посвящена экспериментальному и аналитическому исследованию энергетических параметров схемы последовательного сложения двух лазерных каналов. В экспериментах исследовались две лазерные смеси: $\text{He}-\text{Ar}-\text{Xe}$ и $\text{Ar}-\text{Xe}$. Для этих активных сред были определены зависимости их параметров (коэффициента начального усиления, интенсивности насыщения и коэффициента распределенных потерь) от мощности накачки, выполнены расчеты эффективности сложения двух лазерных каналов, оптических неоднородностей и мощности генерации одинарного и двойного лазерных каналов, а также проведено сравнение полученных результатов с результатами экспериментов.

2. Эксперимент

Эксперименты проводились на двухканальной лазерной установке с ядерной накачкой ЛУНА-2М [10]. Внутри каждой кюветы этой установки на расстоянии 2 см друг от друга были размещены две плоские алюминиевые пластины с размерами 6×200 см. На внутренние поверхности пластин нанесены слои из окиси-закиси урана-235 с поверхностной плотностью ~ 3 мг/см². В качестве источника нейтронов использовался водный импульсный реактор ВИР-2М [11]. Длительность реакторного импульса на половине высоты составляла 3.2 мс при энерговыделении реактора 54 ± 2 МДж. Средняя плотность потока нейтронов в максимуме реакторного импульса в пересчете на тепловые нейтроны составляет 2×10^{15} см⁻²·с⁻¹, что для обеих смесей, использованных в экспериментах, соответствует средней удельной мощности накачки ~ 40 Вт/см³.

Один из юстировочных сильфонных узлов каждого из каналов установки ЛУНА-2М [10] был заменен блоком с брестеровским окном, в результате чего лазерное излучение оказалось линейно поляризованным с вектором поляризации, лежащим в вертикальной плоскости. Пропускание окон Брюстера при нормальном падении излучения составляло 93 % на длинах волн 2.03 и 1.73 мкм.

Глухими зеркалами служили диэлектрические зеркала с радиусом кривизны 10 м и коэффициентами отражения более 99.7 % на рабочей длине волны. Выходные зеркала оптического резонатора представляли собой плоские диэлектрические зеркала с различными коэффициентами отражения.

Схема экспериментов с двумя последовательно сложенными лазерными каналами представлена на рис.2. В качестве оптических элементов схемы сложения использовались алюминиевые зеркала с коэффициентами отражения 96 %–97 %. Исследовались две лазерные смеси: $\text{He}:\text{Ar}:\text{Xe} = 380:380:1$ (давление 1 атм, генерация происходила на длине волны $\lambda = 2.03$ мкм (переход атома

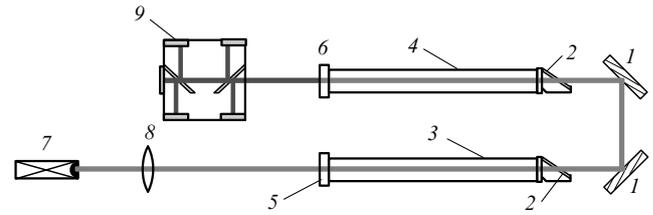


Рис.2. Оптическая схема измерения параметров излучения для двойного лазерного канала:

1 – поворотные алюминиевые зеркала; 2 – окна Брюстера; 3 – первый канал; 4 – второй канал; 5 – полупрозрачное выходное зеркало; 6 – глухое сферическое зеркало; 7 – измеритель энергии; 8 – фокусирующая линза; 9 – блок фотоприемников.

ксенона $5d[3/2]_1^0 \rightarrow 6p[3/2]_1$) и $\text{Ar}:\text{Xe} = 380:1$ (давление 0.5 атм, $\lambda = 1.73$ мкм (переход $5d[3/2]_1^0 \rightarrow 6p[5/2]_2$)).

Были проведены три серии экспериментов: исследовалось распределение излучения одинарного лазерного канала в дальней и ближней зонах; определялась эволюция площади поперечного сечения лазерного пучка в ближней зоне в течение реакторного импульса; оптимизировалась мощность генерации одинарного и двойного лазерных каналов путем варьирования коэффициента отражения выходного зеркала.

Распределение излучения в ближней и дальней зонах изучалось с помощью клина Роговского. В экспериментах получены четыре автографа лазерного пучка на копировальной бумаге с отношением экспозиций последовательных изображений 1 : 0.5 : 0.25 : 0.13 для $\lambda = 2.03$ мкм и 0.6 : 1 : 0.3 : 0.1 для $\lambda = 1.73$ мкм.

Эксперименты показали, что для $\lambda = 2.03$ мкм практически вся энергия излучения (более 90 %) в дальней зоне сосредоточена в диапазонах углов $|\phi_x| < 6$ мрад и $|\phi_y| < 5$ мрад, а для $\lambda = 1.73$ мкм – в диапазонах $|\phi_x| < 5$ мрад и $|\phi_y| < 4$ мрад.

Для $\lambda = 2.03$ мкм в ближней зоне излучение (~ 90 % энергии) практически равномерно заполняет прямоугольную область $|x| < 20$ мм и $|y| < 8$ мм; площадь сечения лазерного пучка составляет ~ 6.4 см². Для $\lambda = 1.73$ мкм примерно 90 % энергии сосредоточено в области $|x| < 17$ мм и $|y| < 7$ мм; площадь сечения равна ~ 4.8 см².

Эволюция поперечного сечения лазерного пучка в ближней зоне исследовалась методом движущейся мишени. Были получены развертки автографов лазерного пучка (в масштабе 1 : 4) по горизонтали и вертикали. Анализ автографов показывает, что импульс генерации можно разделить на три фазы: возникновение генерации, развитие генерации и развитая генерация.

В первой фазе генерация возникает в приосевой области лазерного канала на модах низшего порядка. В фазе развития генерации происходит достаточно быстрое увеличение области, охваченной генерацией, которая к концу этой фазы занимает практически весь лазерный канал. В фазе развитой генерации излучение занимает весь активный объем, а увеличение ее мощности связано не столько с увеличением числа мод, сколько с повышением энергии мод, на которых происходит генерация.

Для оптимизации параметров генерации на $\lambda = 2.03$ мкм при исследовании одинарного лазерного канала было выполнено десять экспериментов с использованием выходных зеркал с различными коэффициентами отражения, а при исследовании двойного канала – шесть. Для $\lambda = 1.73$ мкм при исследовании одинарного и двойного

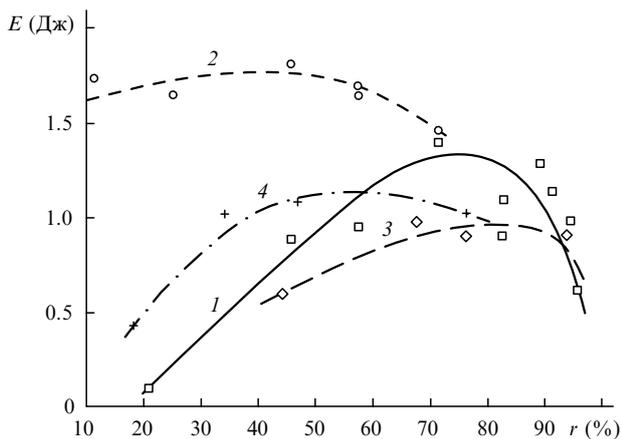


Рис.3. Зависимости энергии генерации E от коэффициента отражения r выходного зеркала для одинарного (1, 3) и двойного (2, 4) каналов при $\lambda = 2.03$ (1, 2) и 1.73 мкм (3, 4). Точки – результаты эксперимента, кривые – их аппроксимация.

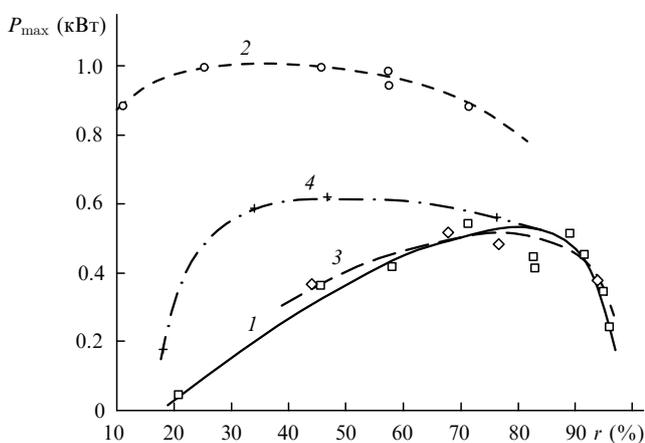


Рис.4. Зависимости максимальной мощности генерации P_{max} от коэффициента отражения r выходного зеркала для одинарного (1, 3) и двойного (2, 4) каналов при $\lambda = 2.03$ (1, 2) и 1.73 мкм (3, 4). Точки – результаты эксперимента, кривые – их аппроксимация.

лазерных каналов было проведено по четыре эксперимента.

Зависимости энергии и максимальной мощности генерации от коэффициента отражения выходного зеркала представлены на рис.3 и 4, а максимальные энергетические параметры генерации – в табл.1. Из рис.3, 4 видно, что при переходе от одинарного к двойному лазерному каналу оптимальный коэффициент отражения выходного зеркала уменьшается с $\sim 70\%$ до $40\% - 50\%$, причем для $\lambda = 2.03$ мкм заметное снижение энергии и мощности генерации наблюдается лишь при уменьшении коэффициента отражения выходного зеркала до 10% . Для $\lambda = 1.73$ мкм уменьшение энергетических параметров для двойного канала происходит при коэффициенте отражения менее 30% .

Табл.1. Максимальные энергетические параметры генерации.

λ (мкм)	Смесь	Давление (атм)	Канал	r_{opt} (%)	E_{max} (Дж)	P_{max} (кВт)
2.03	He : Ar : Xe = 380 : 380 : 1	1	одинарный	71.4	1.46	0.54
			двойной	45.5	1.81	1.0
1.73	Ar : Xe = 380 : 1	0.5	одинарный	67.7	0.96	0.52
			двойной	46.8	1.08	0.62

3. Расчет

3.1. Основные соотношения

Подробное теоретическое исследование последовательного сложения нескольких лазерных каналов представлено в работе [4], поэтому ниже приведены только основные соотношения, использованные нами при проведении расчетов.

Сосредоточенные потери в резонаторе, составленном из N последовательно сложенных идентичных лазерных каналов, складываются из активных и вредных потерь, определяемых коэффициентами

$$k_0 = \frac{1}{2NL} \ln \frac{1}{r_1 r_2}, \quad k_N = \frac{N-1}{NL} \ln \frac{1}{T}, \quad (1)$$

где $r_{1,2}$ – коэффициенты отражения зеркал резонатора; L – длина одной лазерной ячейки; T – пропускание оптического элемента схемы сложения.

При $T \approx 1$ мощность генерации на выходе составного генератора можно найти по приближенной формуле, аналогичной формуле Ригрода [12]:

$$P_N^{out} \approx k_0 V_N I_s \left(\frac{\alpha_0}{k_0 + \rho_{eff}} \right), \quad \rho_{eff} = \rho + k_N, \quad (2)$$

где V_N – активный лазерный объем (объем лазерных каналов, занятый излучением); α_0 – начальный коэффициент усиления; I_s – интенсивность насыщения; ρ (ρ_{eff}) – коэффициент (эффективный коэффициент) распределенных потерь.

Оптимальные параметры резонатора и отвечающая им оптимальная (максимальная) мощность генерации N сложенных каналов могут быть определены по формулам [4]

$$(r_1 r_2)_{out} = \exp \left[-2NL \rho_{eff}^{1/2} (\alpha_0^{1/2} - \rho_{eff}^{1/2}) \right], \quad (3)$$

$$P_{opt}^{out}(N) = V_N I_s (\alpha_0^{1/2} - \rho_{eff}^{1/2})^2.$$

В качестве характеристики эффективности сложения нескольких лазерных каналов использовалась введенная в работе [4] величина

$$\eta_N = \frac{P_{opt}^{out}(N)}{N P_{opt}^{out}(1)}. \quad (4)$$

Используя формулу (3), преобразуем выражение (4) к следующему виду:

$$\eta_N = \frac{V_N}{N V_1} \left(\frac{\alpha_0^{1/2} - \rho_{eff}^{1/2}}{\alpha_0^{1/2} - \rho^{1/2}} \right)^2, \quad (5)$$

где V_1 – активный объем оптимизированного одинарного лазерного канала.

3.2. Параметры лазерно-активных сред

Параметры лазерно-активных сред были определены из результатов экспериментов методом калиброванных потерь [12]. В расчетах, проводимых методом наименьших квадратов, использовалась модифицированная формула Ригрода (2), с помощью которой определялись параметры α_0 , ρ , ρ_{eff} и мощность насыщения $P_s = \langle S_N \rangle I_s$, где $\langle S_N \rangle = V_N / (NL)$ – средняя площадь сечения лазерного пучка внутри резонатора.

Обработка результатов экспериментов для активной смеси He : Ar : Xe = 380 : 380 : 1 (давление 1 атм, $\lambda = 2.03$ мкм) показала, что $\alpha_0 \propto q$ (где q – удельная мощность накачки) и в максимуме импульса накачки $\alpha_0 \sim 1.1 \text{ м}^{-1}$, что близко к значениям, полученным нами ранее [13]. Для одинарного канала среднее значение коэффициента распределенных потерь в диапазоне удельных мощностей накачки 0–40 Вт/см³ составляет $\sim 0.01 \text{ м}^{-1}$.

В случае двойного канала усредненный эффективный коэффициент распределенных потерь равен 0.025 м^{-1} . Для $\rho \approx 0.01 \text{ м}^{-1}$ коэффициент сосредоточенных вредных потерь $k_2 \approx 0.015 \text{ м}^{-1}$, что соответствует коэффициенту отражения алюминиевых зеркал $\sim 97\%$. Это значение совпадает с табличными данными [14].

Зависимость мощности насыщения одинарного канала от времени хорошо коррелирует с площадью автографа лазерного пучка в ближней зоне. В максимуме импульса генерации мощность насыщения равна 310 Вт, а интенсивность насыщения – примерно 50 Вт/см².

Для двойного канала поведение мощности насыщения существенно отличается от ее поведения в случае одинарного канала: на переднем фронте импульса накачки после возникновения генерации мощность насыщения быстро возрастает до ~ 50 Вт, затем медленно увеличивается до ~ 100 Вт, после чего происходит ее резкий скачок до 320 Вт; на заднем фронте импульса накачки мощность насыщения для двойного канала ниже, чем для одинарного. Такое поведение мощности P_s связано, в первую очередь, с изменением среднего сечения лазерного пучка $\langle S_N \rangle$ в течение импульса генерации, которое определяется оптическими неоднородностями в лазерном канале.

Для смеси Ar : Xe = 380 : 1 (давление 1 атм, $\lambda = 1.73$ мкм) $\alpha_0 \propto q^{1/2}$, при этом в максимуме импульса накачки $\alpha_0 \approx 0.35 \text{ м}^{-1}$, что согласуется с результатами работы [13]. Среднее значение коэффициента распределенных потерь для одинарного канала составляет $\sim 0.01 \text{ м}^{-1}$, как и в случае $\lambda = 2.03$ мкм.

Для двойного канала эффективный коэффициент распределенных потерь равен 0.04 м^{-1} , что существенно больше, чем для $\lambda = 2.03$ мкм. Это может быть связано с достаточно низким коэффициентом отражения алюминиевых зеркал ($\sim 94\%$) или с большими дифракционными потерями для высших мод генерации в двойном канале.

Зависимости от времени мощности насыщения и для одинарного, и для двойного каналов на переднем фронте импульса накачки являются сильно изрезанными, причем максимум мощности насыщения смещен к началу импульса. Это может быть связано как с влиянием оптических неоднородностей, так и с нагревом активной среды. Максимальная мощность насыщения для одинарного канала равна ~ 1160 Вт, а для двойного – 1180 Вт. Интенсивность насыщения в максимуме импульса генерации составляет примерно 240 Вт/см².

3.3. Эффективность работы схемы сложения двух лазерных каналов

Импульсы генерации с максимальной мощностью для одинарного и двойного каналов представлены на рис.5 ($\lambda = 2.03$ мкм) и 6 ($\lambda = 1.73$ мкм). Там же приведены расчетные зависимости мощности генерации для оптимизированного двойного канала в случае идеального сложения (коэффициент отражения оптических элементов схемы сложения составляет 100%). При построении этих зависимостей мы использовали параметры активных сред (α_0 , ρ , ρ_{eff} , P_s), определенные из эксперимента.

Из рис.5 видно, что для $\lambda = 2.03$ мкм максимальная мощность генерации для двойного канала (1 кВт) почти вдвое превышает мощность генерации для одинарного канала (540 Вт). Расчеты показывают, что в случае идеального сложения мощность генерации для двойного канала может быть увеличена до 1170 Вт.

Для $\lambda = 1.73$ мкм (рис.6) максимумы импульсов генерации для одинарного и двойного каналов наблюдаются на переднем фронте импульса накачки. Такое поведение может быть связано с нагревом активной среды Ar–Xe и влиянием распределенной отрицательной линзы, пло-

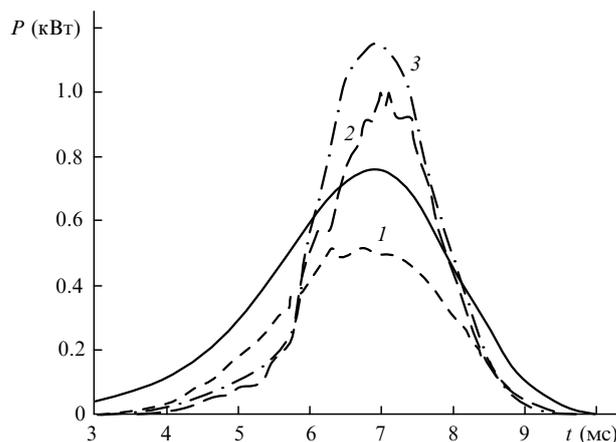


Рис.5. Импульсы с максимальной энергией генерации для одинарного (1) и двойного (2) каналов ($\lambda = 2.03$ мкм), а также расчетная мощность оптимизированного генератора для коэффициента отражения поворотных зеркал 100% (3). Сплошная кривая – форма реакторного импульса.

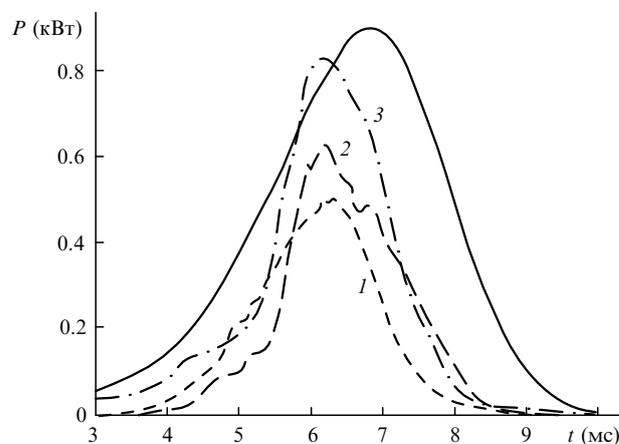


Рис.6. Импульсы с максимальной энергией генерации для одинарного (1) и двойного (2) каналов ($\lambda = 1.73$ мкм), а также расчетная мощность оптимизированного генератора для коэффициента отражения поворотных зеркал 100% (3). Сплошная кривая – форма реакторного импульса.

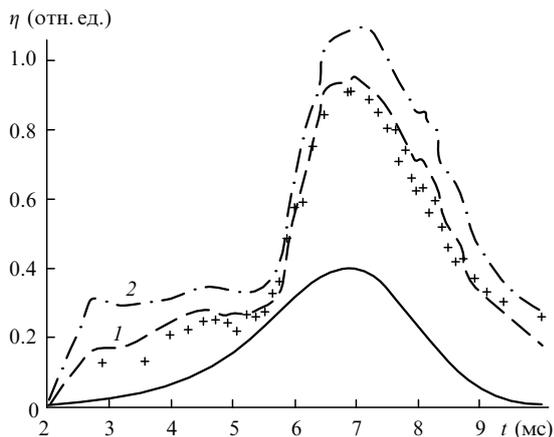


Рис.7. Экспериментальная (точки), расчетная (1) и расчетная предельная (2) эффективности последовательного сложения двух каналов в зависимости от времени ($\lambda = 2.03$ мкм). Сплошная кривая – форма реакторного импульса.

кость которой параллельна урановым слоям. Из рис.6 видно, что для $\lambda = 1.73$ мкм в момент времени $t \sim 5.5$ мс происходит резкое увеличение мощности генерации для двойного канала, которая в максимуме (620 Вт) превышает, хотя и незначительно, мощность для одинарного канала (520 Вт). В случае идеального сложения максимальная мощность генерации составит 830 Вт.

На рис.7 и 8 представлены экспериментальные, а также расчетные значения эффективности сложения для условий проведения экспериментов и в случае идеального сложения (в отсутствие потерь на оптических элементах схемы сложения). Эффективность сложения определялась по формуле (4). Видно, что расчет хорошо описывает результаты экспериментов. Как следует из рис.7 ($\lambda = 2.03$ мкм), максимальная эффективность сложения (92%) достигается в максимуме импульса накачки. На заднем фронте импульса накачки наблюдается плавное снижение эффективности, которое связано с развитием оптических неоднородностей. Оценки показывают, что использование идеально отражающих зеркал может повысить эффективность сложения до $\sim 110\%$.

Зависимость эффективности сложения от времени для $\lambda = 1.73$ мкм (рис.8) имеет сложный характер: на кривых

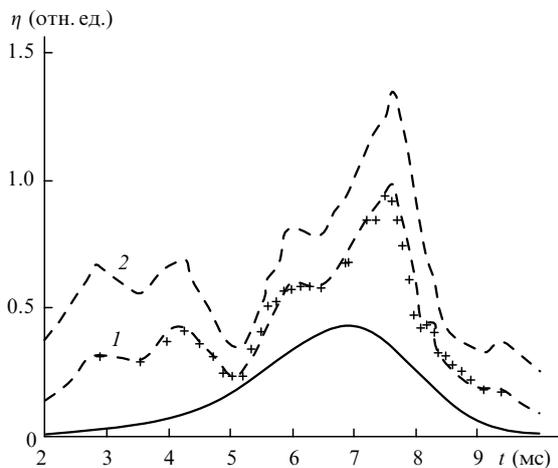


Рис.8. Экспериментальная (точки), расчетная (1) и расчетная предельная (2) эффективности последовательного сложения двух каналов в зависимости от времени ($\lambda = 1.73$ мкм). Сплошная кривая – форма реакторного импульса.

1, 2 имеются четыре ступеньки (при $t = 2.8 - 3.7$ мс, $6 - 6.5$ мс, $8 - 8.3$ мс и $9.2 - 9.4$ мс) и один достаточно глубокий провал (~ 5 мс). Эффективность в максимуме импульса генерации составляет $\sim 60\%$. Результаты расчетов показывают, что в случае идеального сложения эффективность может быть увеличена до 83%.

3.4. Влияние оптических неоднородностей

Для оценки влияния оптических неоднородностей на параметры генерации нами были проведены расчеты зависимости мощности генерации для двойного канала от времени. Характерной особенностью данных расчетов является попытка определить активный объем V_N численно, а не из результатов эксперимента, как это было сделано выше.

В настоящей работе величина и распределение энерговыклада в лазерных кюветах определялись по методике, изложенной в [15]. Энерговклад вычислялся для квадратичного закона торможения осколков деления в приближении усредненного осколка деления. При использовании данных упрощений погрешность определения энерговыклада не превышает 10% [16].

Определение оптических неоднородностей в лазерных каналах проводилось в приближении малого энерговыклада [17], влияние теплопроводности не учитывалось. В окрестности центральной области лазерных каналов показателю преломления аппроксимировался полиномом второй степени (для $|x| \leq 15$ мм, $|y| \leq 5$ мм погрешность данной аппроксимации не превышает 3%), что позволило для описания распространения излучения использовать аппарат матричной оптики [18].

Если оптический резонатор является устойчивым, т.е. $|J| < 1$, где $J \equiv AD + BC$ ($ABCD$ – матрица полного прохода через резонатор слева направо [18]), мощность генерации определялась по формуле (2), при этом объем V_N считался равным объему лазерно-активной среды, занятой модой генерации максимального порядка, поперечный размер которой ограничен только апертурами лазерного канала и оптических элементов.

Мощность генерации в случае неустойчивого резонатора ($|J| > 1$) определялась по формуле (2), в которой V_N равен максимальному объему лазерно-активной среды, занятому сходящейся и расходящейся электромагнитными волнами, а коэффициент k_N кроме потерь на оптических элементах схемы сложения учитывает также потери, связанные с неустойчивостью резонатора:

$$k_N = \frac{1}{NL} \ln \left(\frac{m_x m_y}{T^{N-1}} \right), \quad (6)$$

где m_x и m_y – коэффициенты увеличения оптического резонатора по осям x и y соответственно [18].

Некоторые результаты расчетов представлены на рис.9 и 10. Из приведенных на рис.9 зависимостей для смеси He–Ar–Xe ($\lambda = 2.03$ мкм) видно, что одинарный канал имеет одну область неустойчивости (6.1–6.3 мс), а двойной – три (4–4.5 мс, 6–6.4 мс и 7.6–7.7 мс). Второй и третий провалы во временной зависимости мощности генерации для двойного канала связаны с влиянием оптических неоднородностей. Расчет мощности генерации для двойного лазерного канала проведен для коэффициента отражения выходного зеркала 71.7%.

Результаты расчетов показывают, что для смеси He : Ar : Xe = 380 : 380 : 1 (давление 1 атм, $\lambda = 2.03$ мкм) оптический резонатор, использованный в экспериментах,

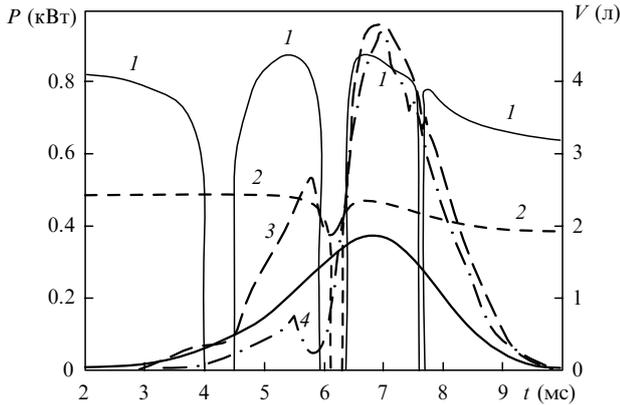


Рис.9. Временные зависимости объема V устойчивой области лазерно-активной среды для двойного (1) и одинарного (2) каналов, а также расчетной (3) и экспериментальной (4) мощностей генерации ($\lambda = 2.03$ мкм). Сплошная кривая – форма реакторного импульса.

не теряет устойчивости при возникновении рассеивающей линзы (ось x) на протяжении всего реакторного импульса и в максимуме импульса накачки также сохраняет устойчивость при возникновении фокусирующей линзы (ось y). Это позволило получить в эксперименте высокие энергетические параметры для двойного канала в максимуме реакторного импульса.

В случае смеси $Ag-Xe$ ($\lambda = 1.73$ мкм) одинарный канал имеет одну область неустойчивости (5.7–5.9 мс), а двойной – две (3.7–4.2 мс и 5.5–6 мс) (рис.10). Расчет мощности генерации проведен для коэффициента отражения выходного зеркала 46.8 %. Резонатор одинарного канала теряет устойчивость по отношению к рассеивающей линзе (ось x) при $t > 8.5$ мс, а резонатор двойного канала – при $t > 7.2$ мс. Для двойного канала существует и третья область неустойчивости по оси y (7.2–7.4 мс), но она полностью «затухает» неустойчивостью по отношению к рассеивающей линзе.

Для газовой смеси $Ag : Xe = 380 : 1$ (давление 0.5 атм, $\lambda = 1.73$ мкм) возникновение областей неустойчивости связано с влиянием распределенной фокусирующей линзы как по вертикальной (y), так и по горизонтальной (x) оси. Из рис. 10 видно, что в данном случае оптический резонатор не является оптимальным в момент достижения максимума импульса генерации, в связи с чем эффективность сложения, достигнутая в экспериментах, оказалась

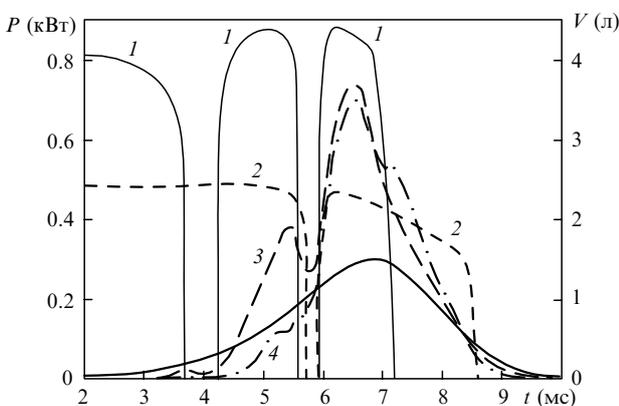


Рис.10. Временные зависимости объема V устойчивой области лазерно-активной среды для двойного (1) и одинарного (2) каналов, а также расчетной (3) и экспериментальной (4) мощностей генерации ($\lambda = 1.73$ мкм). Сплошная кривая – форма реакторного импульса.

достаточно невысокой ($\sim 60\%$). С другой стороны, низкая эффективность генерации для двойного канала связана также с высокими потерями на алюминиевых зеркалах. Как показывают результаты расчетов, при замене алюминиевых зеркал идеально отражающими эффективность сложения может быть увеличена до 83 %.

Из рис.9 и 10 видно, что для обеих длин волн на переднем фронте реакторного импульса экспериментальная мощность генерации для двойного канала ниже расчетного значения. Это может быть связано с тем, что сначала генерация охватывает только приосевую область канала и происходит на низших модах. При $t > 6$ мс экспериментальный и расчетный импульсы генерации хорошо совпадают, поскольку генерация охватывает весь лазерно-активный объем.

4. Заключение

В процессе экспериментального и аналитического исследований энергетических параметров схемы последовательного сложения двух лазерных каналов на лазерной установке с ядерной накачкой ЛУНА-2М получены следующие результаты:

- Для активной смеси $Ne : Ar : Xe = 380 : 380 : 1$ (давление 1 атм) коэффициент начального усиления для $\lambda = 2.03$ мкм линейно растет с удельной мощностью накачки q и при $q = 40$ Вт/см² составляет 1.1 м⁻¹, интенсивность насыщения равна 50 Вт/см², а коэффициент распределенных потерь составляет ~ 0.01 м⁻¹;

- Для активной смеси $Ag : Xe = 380 : 1$ (давление 0.5 атм) коэффициент начального усиления для $\lambda = 1.73$ мкм растет как корень квадратный из удельной мощности накачки и при $q = 40$ Вт/см² составляет 0.35 м⁻¹, интенсивность насыщения равна 240 Вт/см², а коэффициент распределенных потерь составляет ~ 0.01 м⁻¹ для одинарного и ~ 0.02 м⁻¹ для двойного каналов;

- Для $\lambda = 2.03$ мкм максимальные мощность и энергия генерации для одинарного канала составили 540 Вт и 1.46 Дж, а для двойного – 1 кВт и 1.81 Дж. Достигнутая эффективность сложения по мощности (в максимуме импульса генерации) равна 92 %. Расчеты показывают, что при использовании в качестве оптических элементов схемы сложения идеально отражающих зеркал мощность двойного канала может быть увеличена до 1.2 кВт, а эффективность – до 110 %;

- Для $\lambda = 1.73$ мкм максимальные мощность и энергия генерации для одинарного канала составили 520 Вт и 0.96 Дж, а для двойного – 620 Вт и 1.08 Дж. В максимуме импульса генерации эффективность сложения по мощности равна $\sim 60\%$. В случае идеального сложения мощность двойного канала может быть увеличена до 830 Вт, а эффективность – до 83 %.

Проведенные расчеты показывают, что на параметры генерации для двойного лазерного канала существенное влияние оказывают не только потери на оптических элементах схемы сложения, но и оптические неоднородности, возникающие в лазерных каналах в течение импульса накачки. Особенно ярко это влияние проявляется для активной среды $Ag-Xe$. В частности, конфигурация оптического резонатора, использованная в экспериментах, не была оптимальной в момент достижения максимума импульса генерации, что привело в результате к низким энергетическим параметрам генерации на $\lambda = 1.73$ мкм для двойного лазерного канала.

Авторы выражают благодарность С.П.Мельникову за полезные замечания, а также сотрудникам группы эксплуатации реактора ВИР-2М С.Ф.Мельникову, Л.Ю.Глухову и А.А.Кубасову за помощь, оказанную при проведении настоящей работы.

1. Sinyanskii A.A., Melnikov S.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3686**, 43 (1999).
2. Синянский А.А. *Труды III между. конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы»* (Снежинск, 2003, с. 377).
3. Глова А.Ф. *Квантовая электроника*, **33** (4), 283 (2003).
4. Pikulev A.A., Abramov A.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6263**, 186 (2006).
5. Pikulev A.A., Patyanin S.V., Sinyanskii A.A., Sosnin P.V., Turutin S.L., Tsvetkov V.M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6938**, 69380D (2008).
6. Абильтитов Г.А., Велихов Е.П., Голубев В.С. и др. *Мощные газоразрядные CO₂-лазеры и их применение в технологии* (М.: Наука, 1984).
7. Patyanin S.V., Lisenkov A.V., Pikulev A.A., Sinyanskii A.A., Grigor'ev V.D., Limar' Y.M., Sosnin P.V., Turutin S.L., Tsvetkov V.M. *J. Opt. Technol.*, **69**, 472 (2002).
8. Патянин С.В., Пикулев А.А., Синянский А.А., Турутин С.Л., Цветков В.М. *Сб. докл. II научно-техн. конф. «Молодежь в науке»* (Саров, 2003, с. 345).
9. Патянин С.В., Лисенков А.В., Пикулев А.А., Синянский А.А., Григорьев В.Д., Лимарь Ю.М., Соснин П.В., Турутин С.Л., Цветков В.М. *Оптический журн.*, **69** (7), 33 (2002).
10. Воинов А.М., Добыш Л.Е., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Мельников С.Ф., Синянский А.А. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов*, № 2/3, 63 (2000).
11. Колесов В.Ф. *Апериодические импульсные реакторы* (Саров: изд-во ВНИИЭФ, 1999).
12. Rigrod W.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **14** (5), 377 (1978).
13. Abramov A.A., Melnikov S.P., Mukhamatullin A.Kh., Pikulev A.A., Sinyanskii A.A., Tsvetkov V.M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5483**, 1 (2004).
14. Джемисон Дж.Э., Мак-Фи Р.Х., Плас Дж.Н., Грубе Р.Г., Ричардс Р.Дж. *Физика и техника инфракрасного излучения* (М.: Сов. радио, 1965).
15. Матвеев В.Ю. *ЖТФ*, **71** (1), 72 (2001).
16. Пикулев А.А. *ЖТФ*, **76** (6), 38 (2006).
17. Матвеев В.Ю., Боровков В.В., Мельников С.П. *ЖТФ*, **71** (1), 79 (2001).
18. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и лазерные пучки* (М.: Наука, 1990).