ИЗУЧЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ РАСХОДИМОСТИ МОЩНЫХ ПУЧКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОГО HF/DF-ЛАЗЕРА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ПРИЗЕМНЫЕ СЛОИ АТМОСФЕРЫ

А. В. Бурцев, <u>Э. А. Газизова</u>, Н. А. Зарецкий, В. В. Щуров

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Введение

В реальных лазерных системах распределение поля излучения внутри резонатора отличается от идеального распределения вследствие существования в активной среде оптических неоднородностей и искажений поверхности зеркал. Кроме того, оптические неоднородности на трассе распространения приводят к увеличению расходимости излучения.

В данной работе проведены исследования изменения расходимости излучения электроразрядного HF/DF-лазера, работающего в моноимпульсном и импульсно-периодическом режимах, при прохождении через приземные слои атмосферы.

Энергетическая расходимость излучения в моноимпульсном режиме работы лазера

Для исследования энергетической расходимости излучения в моноимпульсном режиме работы лазера применялась оптическая схема измерений, основанная на методе калиброванных диафрагм. Схема измерений представлена на рис. 1.

Результаты экспериментальных измерений и расчётов более подробно представлены в работе [1], откуда следует, что расчётные значения выше экспериментальных, в особенности при малых углах расходимости. С одной стороны, уменьшение может быть обусловлено большой погрешностью при наведении оси излучения на центр диафрагмы с малым диаметром отверстия. С другой стороны, в работе [2] расчётным путём показано, что влияние неоднородностей накачки на расходимость выходного излучения пренебрежимо мало, поэтому, скорее всего, искажения дальней зоны излучения связаны с не идеальностью оптических элементов.

Энергетическая расходимость излучения в импульсно-периодическом режиме работы лазера

Следующие эксперименты были посвящены изучению расходимости излучения при частотном режиме работы лазера. Необходимо было определить в серии импульсов долю энергии, содержащейся в угле 200 мкрад.

Для этого, согласно рис. 1, в фокальной плоскости сферического зеркала с радиусом кривизны 20 000 мм устанавливалась круглая диафрагма диаметром 2 мм. Регистрировалась энергия импульса, прошедшего через диафрагму, и полная энергия.

Рабочая смесь $SF_6:H_2 = 8:2$, давление 0,1 атм. Состав и давление смеси несколько отличаются от оптимальных значений (почти вдвое увеличено содержание водорода), это примерно на 15 % снижает



Рис. 1. Схема экспериментов по определению угловой расходимости излучения: 1 – лазер; 2, 3 – зеркала неустойчивого резонатора; 4 – лазер юстировочный; 5 – плоские зеркала; 6 – пластина из CaF₂; 7 – зеркало сферическое, f = 10 м; 8 – клинья из CaF₂; 9 – диафрагма; 10 – измеритель полной энергии импульса; 11 – измеритель энергии, прошедшей через диафрагму



Рис. 2. Зависимость энергии лазерного импульса от номера импульса: а – общей энергии (*E*_{общ}.), б – энергии в угле 200 мкрад (*E*₂₀₀)

энергию лазерного импульса, но при этом позволяет в 3 раза увеличить время работы без подпитки или смены рабочей среды.

Первые эксперименты были проведены при частоте следования импульсов 10 Гц. Работа проводилась сериями по 10 секунд. Всего было сделано 8 серий импульсов.

Результаты измерений представлены на рис. 2.

Зависимость доли энергии в угле 200 мкрад от номера импульса в серии представлена на рис. 3.



Рис. 3. Зависимость доли энергии лазерного импульса в угле 200 мкрад от номера импульса

Из полученных данных следует, что в целом доля энергии лазерного импульса в угле 200 мкрад превышает 50 %, однако, обращает на себя внимание тот факт, что в каждой серии происходит снижение величины ΔE с ростом номера импульса.

Аналогичные эксперименты были проведены при частоте следования импульсов 25 Гц. Полученные данные представлены на рис. 4, там же для сравнения даны результаты, полученные при 10-герцовой частоте инициирования для первой серии импульсов.



Рис. 4. Зависимость доли энергии в угле 200 мкрад (Δ*E*) от номера импульса для двух частот следования

Видно, что при частоте следования импульсов 25 Гц падение величины ΔE от номера импульса более сильное. Снижение ΔE в течение серии может быть связано либо с ухудшением расходимости излучения, либо с изменением диаграммы направленности.

Для определения причины, приводящей к снижению ΔE , были поставлены следующие эксперименты, схема которых приведена на рис. 5.



Рис. 5. Схема экспериментов по определению расходимости импульсов в серии: 1 – лазер; 2, 3 – зеркала неустойчивого резонатора; 4 – зеркало сферическое, f = 10 м; 5, 6 – клинья из CaF₂; 7 – клин Рогульского; 8 – вращающийся экран



Рис. 6. Регистрограмма дальней зоны: а – серии лазерных импульсов, б – отдельных импульсов



Рис. 7. Фотографии дальних зон излучения импульсов, полученные на матричную пироэлектрическую камеру: 1 – 1-й импульс, 5 – 5-й импульс, 10 – 10-й импульс, 15 – 15-й импульс, 20 – 20-й импульс, 25 – 25-й импульс

Излучение лазера, отражённое от сферического зеркала и двух клиньев, попадало на клин Рогульского и далее на вращающийся экран, расположенный в фокальной плоскости зеркала 4. Ось вращения экрана была параллельна оси излучения.

Рабочая смесь состояла из $SF_6:H_2 = 9:1$ при суммарном давлении 0,09 ат. Частота следования импульсов в серии $f = 25 \Gamma$ ц.

Зарегистрированная на экране картина продемонстрирована на рис.ба, цифрами указаны номера импульсов. На рис. бб показаны отдельные лазерные импульсы.

Из рис. 6б наглядно видно, что с ростом номера импульса увеличивается его расходимость. Причём, пропадает центральный керн, наблюдающийся в нескольких первых импульсах.

В дальнейших экспериментах в фокальной плоскости сферического зеркала вместо вращающегося экрана была установлена матричная пироэлектрическая камера. Для уменьшения плотности энергии, попадающей на матричную пироэлектрическую камеру, регистрировалась дальняя зона серии импульсов излучения в шестом порядке от клина Рогульского. Фотографии отдельных импульсов показаны на рис. 7.

Анализ показывает, что с ростом номера импульса в серии растёт его расходимость, положение центра дальней зоны остаётся неизменным. Увеличение расходимости приводит к снижению энергии в угле 200 мкрад.

Было предположено, что данный эффект обусловлен поглощением излучения HF-лазера на парах воды, содержащихся в атмосфере. Поглощение нагревает воздух, что может приводить к появлению градиента показателя преломления, последующие импульсы увеличивают нагрев.

Для экспериментальной проверки влияния нагрева воздуха на трассе на расходимость излучения были проведены опыты в следующей редакции, показанной на рис. 8.

Чтобы уменьшить влияние нагрева атмосферы, излучение на сферическое зеркало подавалось после отражения от двух клиньев, причём первый клин располагался в непосредственной близости от выходного окна лазера (расстояние порядка 2,4 м).



Рис. 8. Модернизированная схема измерений: 1 – лазер; 2, 3 – зеркала неустойчивого резонатора; 4, 5 – клинья из CaF₂; 6 – линза из CaF₂, f = 1 м; 7 – измеритель общей энергии; 8 – зеркало сферическое, f = 10 м; 9 – диафрагма, d = 2 мм; 10 – измеритель энергии, прошедшей через диафрагму; 11 – вентилятор

На рис. 9 представлены результаты экспериментов с НF-лазером, частота следования импульсов 25 Гц. Без включения вентилятора.



Рис. 9. Зависимость общей энергии лазерного импульса (HF-лазер) и энергии в угле 200 мкрад от номера импульса

Сравнение данных рис. 9 с данными рис. 4 показывает, что ситуация значительно улучшилась, уменьшение поглощения в атмосфере привело к уменьшению расходимости излучения.

В следующей серии экспериментов для снижения нагрева атмосферы мы установили вентилятор 11 (рис. 8), направив его поток в область между выходным зеркалом резонатора и первым клином.

На рис. 10 приведены величины ΔE (отношение энергии в угле 200 мкрад к общей энергии лазерного импульса) для длины поглощающего атмосферного слоя 2,4 м с обдувом области поглощения, без обдува и, для сравнения, для длины поглощающего слоя порядка 14 м.



Рис. 10. Зависимость отношения энергии в угле 200 мкрад к общей энергии лазерного импульса от числа импульсов: 1 – длина поглощающего слоя 2,4 м с обдувом трассы, 2 – длина поглощающего слоя 2,4 м без обдува трассы, 3 – длина поглошающего слоя 14 м без обдува трассы

Ещё одно подтверждение влияния поглощения на расходимость было получено при проведении экспериментов по схеме, представленной на рис.5, с DF-лазером, излучение которого практически не поглощается в атмосфере.

На рис. 11 представлены регистрограммы дальней зоны отдельных лазерных импульсов.



Рис. 11. Регистрограммы дальней зоны излучения отдельных импульсов DF-лазера

Сравнивая эти регистрограммы с рис. 6б, видим, что значительного ухудшения расходимости излучения DF-лазера не происходит.

Таким образом, можно считать доказанным, что поглощение в атмосфере приводит к увеличению расходимости излучения.

Изучение изменения расходимости излучения в течение лазерного импульса

При исследовании спектрального состава излучения электроразрядного химического лазера [3] было обращено внимание на то, что ожоги от разных спектральных линий на термоэкране, установленном в фокальной плоскости сферического зеркала имеют разные диаметры. На рис. 12 представлены регистрограммы фокальных пятен разных спектральных линий.



Рис. 12. Регистрограммы фокальных пятен разных спектральных линий

Ряд пятен имеет чётко выраженный керн, в ряде пятен керн отсутствует. Причём, наблюдалась тенденция к появлению керна у линий с большими вращательными квантовыми числами ј. Из работы [3] следует, что с увеличением ј растёт задержка генерации на переходе, следовательно, эти линии находятся в конце импульса генерации.

С НF-лазером были проведены эксперименты по изучению расходимости отдельных линий методом калиброванных диафрагм. Были выбраны две линии перехода 2-1 с разной задержкой генерации: $P_2(5) - \Delta t \approx 30$ нс и $P_2(8) - \Delta t \approx 80$ нс. Результаты измерений приведены на рис. 13, там же дано расчётное соотношение энергий линий при разной расходимости.



Рис. 13. Расходимость излучения отдельных спектральных линий HF-лазера и соотношение их долей энергии

Видно, что расходимость уменьшается с ростом задержки генерации на переходе. Отношение долей энергии линий тем выше, чем меньше расходимость излучения (диаметр диафрагмы), при больших диаметрах диафрагмы оно приближается к единице. Если линии имеют разную расходимость, то это должно сказаться и на поведении общей расходимости излучения в течение лазерного импульса.

В этой связи были поставлены эксперименты по изучению изменения расходимости лазерного импульса во времени. Схема измерений показана на рис. 14.

Суммарный импульс лазерного излучения регистрировался фотоприемником 10, он применялся нами как репер по времени.

Часть излучения, отражённая от клина 4, подавалась на сферическое зеркало 6, которое фокусировало его на диафрагму 7. Прошедшее через диафрагму излучение регистрировалось датчиком 11. Проводилось несколько экспериментов с диафрагмой, затем ее убирали и снова проводились эксперименты. Отметим сразу, что амплитуды и формы импульсов лазерного излучения в нескольких последовательных измерениях абсолютно идентичны.

Если расходимость в течение импульса изменяется, то должно изменяться и соотношение сигналов с датчика 11, зарегистрированных с диафрагмой и без неё.

На рис.15 представлены типичные импульсы с фотоприемников 10 и 11.

На рис. 15а сдвижка импульсов по времени объясняется тем, что оптическая длина пути от выходного зеркала лазера до датчика 10 равна 10 м, а до датчика 11–28 м. Разница в 18 м даёт задержку 60 нс.

На рис. 15б на сигнале за диафрагмой виден предымпульс, появление его можно объяснить, обратившись к рис.14. Свечение разряда между электродами отражается от алюминиевой диафрагмы и попадает на датчик 11. При закрытии диафрагмы экраном предымпульс пропадает.



Рис. 14. Схема измерений изменения расходимости: 1 – лазер; 2, 3 – зеркала резонатора; 4, 5 – клинья из CaF₂; 6 – зеркало сферическое f = 10 м; 7 –диафрагма, d = 1 мм; 8, 9 – диффузно-рассеивающие экраны; 10,11 – измерители формы лазерного импульса; 12 – линза; 13 – измеритель энергии



Рис. 15. Осциллограммы импульсов излучения

На рис. 16 показаны совмещённые по времени импульсы мощности излучения без диафрагмы и за диафрагмой.



Рис. 16. Импульсы мощности излучения без диафрагмы и за диафрагмой

Из рис. 16 видно, что за диафрагмой первые примерно 30 нс излучения практически нет, хотя в этом же месте без диафрагмы датчик излучение фиксирует. Следовательно, в это время расходимость излучения настолько велика, что в отверстие диафрагмы, регистрирующей излучение с расходимостью не более 10⁴ рад, попадает лишь ничтожная доля энергии. В соответствии с рис. 14 максимальная расходимость, которую может перехватывать датчик без диафрагмы, определяется размером сферического зеркала 6 и оптической длиной пути до него от выходного торца лазера, по оценкам она составляет $\approx 10^{-2}$ радиан.

Зависимость от времени доли энергии (ΔE), приходящей на датчик без диафрагмы и отношение энергии за диафрагмой к энергии без диафрагмы (E_{3a}/E_{6e3}) представлена на рис. 17.



Рис. 17. Зависимость от времени доли энергии (Δ*E*), приходящей на датчик без диафрагмы и отношение энергии за диафрагмой к энергии без диафрагмы (*E*_{за}/*E*_{6e3})

Из рис. 17 видно, что примерно лишь через 100 нс после начала импульса излучения через диафрагму начинает проходить ≈ 60 % энергии, а эта величина совпадает с калориметрическими измерениями.

Причина, по которой в начале импульса излучения расходимость велика, может заключаться в процессе формирования диаграммы направленности излучения.

В простейшем геометрическом приближении, без учёта неоднородностей усиливающей среды, число проходов N_0 по неустойчивому резонатору [4], после которых сечение сходящейся волны, пройдя стадию сужения, расширится до начальных значений $2a_0$, равно

$$N_0 \approx \ln \left[4a_0^2 \frac{M-1}{\lambda l} \right] \frac{1}{\ln M}, \qquad (1)$$

где $\lambda = 3 \times 10^{-6}$ м – длина волны излучения, l = 2 м – длина резонатора, $2a_0 = 0,15$ м, M – коэффициент увеличения телескопического резонатора.

Зависимость величины N от коэффициента увеличения телескопического резонатора приведена на рис. 18.



Рис. 18. Зависимость числа проходов по резонатору от его коэффициента увеличения

Для наших экспериментов, при M = 2,5 расчёт даёт величину $N \approx 9,4$, то есть время формирования

диаграммы направленности составит $t_{\phi} \approx 125$ нс, что согласуется с данными рис. 17.

Если наши предположения верны, то, пожалуй, мы впервые экспериментально наблюдали процесс формирования диаграммы направленности излучения HF/DF-лазера с неустойчивым резонатором.

За время, пока формируется диаграмма направленности, согласно данным рис. 17, излучается около 20 % энергии. При большой расходимости излучения только малая её доля проходит через диафрагму, и чем меньше диаметр диафрагмы, тем эта доля меньше.

Отметим, что с увеличением *M*, время формирования диаграммы направленности излучения лазера должно сокращаться.

Вернёмся теперь к графикам на рис. 13. На основании их был сделан вывод о том, что расходимость уменьшается с ростом задержки генерации на переходе.

Если обратиться к данным [3], то видно, что и времена генерации (t) этих линий разные: $P_2(5) - t \approx 80$ нс, $P_2(8) - t \approx 300$ нс.

На рис. 19 приведены, взятые из работы [3], зависимости мощности (W) данных линий и расчётные зависимости доли энергии (ΔE) от времени.

Если принять, что диаграмма направленности формируется за 100 нс, то за это время на переходе $P_2(5)$ излучится ≈ 80 % энергии, на переходе $P_2(8) \approx 15$ %. Следовательно, при малых диаметрах отверстия за диафрагмой на переходе $P_2(5)$ будет регистрироваться меньшая доля энергии, чем на переходе $P_2(8)$, что и подтверждается данными рис. 13.

Заключение

На установке электроразрядного химического лазера с неустойчивым телескопическим резонатором проведены экспериментальные и расчётные исследования энергетической расходимости излучения в моноимпульсном режиме работы HF- и DF-лазера [1]. Отличие экспериментальных результатов от расчётов связано с не идеальностью поверхности зеркал оптического резонатора.



Рис. 19. Зависимости мощности отдельных спектральных линий и расчётная зависимость доли энергии от времени

В импульсно-периодическом режиме работы лазера проведены эксперименты по определению доли энергии серии импульсов, находящейся в угле 200 мкрад. Показано, что с ростом частоты следования импульсов от 10 до 25 Гц эта доля для HF-лазера снижается с $\approx 60 \%$ до $\approx 30 \%$. Для DF-лазера подобный эффект не наблюдается. Экспериментально доказано, что снижение доли энергии происходит из-за увеличения расходимости излучения в каждом последующем импульсе серии, обусловленной оптической неоднородностью, возникающей при нагреве атмосферы.

Изменение схемы измерений и принудительный обдув трассы вентилятором позволили увеличить долю энергии в угле 200 мкрад до ≈ 80 %.

Экспериментально изучена расходимость отдельных спектральных линий.

Проведено экспериментальное изучение изменения расходимости излучения HF- лазера во времени. Показано, что в заданном телесном угле расходимость возрастает от нуля до максимального стационарного значения за ≈ 30 нс, что соответствует времени заполнения расходящейся волной всего активного объёма.

Литература

1. Бурцев А. В, Великанов С. Д., Газизова Э. А., Порубов Р. В., Щуров В. В. Исследование энергетических и временных параметров спектральных составляющих лазерного излучения электроразрядного HF/DF-лазера // Сб. докл. XV научно-технической конференции «Молодёжь в науке». 2016.

2. Борисов В. П., Великанов С. Д., Волков В. А. и др. Импульсный HF(DF)-лазер с дифракционной расходимостью излучения // Квантовая электроника. 1981. Т. 8, № 6. С. 1208–1213.

3. Великанов С. Д., Газизова Э. А., Зарецкий Н. А., Федоркин О. О., Щуров В. В. Исследование спектрально-временного распределения энергии генерации электроразрядного HF/DF-лазера // Сб. докл. VII научно-технической конференции молодых ученых и специалистов «Актуальные вопросы развития систем и средств BKO». 2017. С. 499–508.

4. Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979.