

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСХОДИМОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОГО HF/DF-ЛАЗЕРА С НЕУСТОЙЧИВЫМ ОПТИЧЕСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

Э. А. Деменкова, Н. А. Зарецкий, И. Н. Червяков, В. В. Щуров

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

Для большого числа научных и прикладных задач требуется лазерное излучение высокой яркости, достигаемое обычно путем сужения диаграммы направленности. Одним из путей получения малой расходимости излучения может быть осуществление режима генерации на одной поперечной моде, причем желательно, чтобы индекс этой моды был минимальным.

Наиболее простым методом реализации одномодовой генерации [1] является применение неустойчивого телескопического резонатора с большим значением числа Френеля $N = a^2/4\lambda L \gg 1$, здесь a – поперечный размер, λ – длина волны, L – длина активной среды.

Эффективность применения такого резонатора наглядно продемонстрирована в большом ряде работ. Однако, этого еще недостаточно для получения малой расходимости излучения. В реальных системах распределение поля отличается от идеального вследствие существования в активной среде оптических неоднородностей и искажений поверхности зеркал. В химических лазерах, кроме того, генерация идет на большом числе переходов возбужденных молекул HF(DF). Излучаемые спектральные линии имеют разные задержку, длительность и интенсивность, и это накладывает свои отпечатки на суммарную расходимость излучения.

Настоящая работа посвящена изучению расходимости излучения электроразрядного химического HF(DF)-лазера. Лазер работал на нецепной химической реакции фтора с водородом (дейтерием) в смеси состава $SF_6:H_2(D_2) = 9:1$. Иницирование реакции осуществлялось объемным электрическим разрядом в двухэлектродной системе. Оптическая схема измерения лазерных параметров строилась, исходя из задач эксперимента. При работе с водородными смесями учитывалось поглощение излучения парами воды, содержащейся в атмосфере.

На лазере с длиной активной среды $L_a = 65$ см были проведены эксперименты при постановке в лазер неустойчивого резонатора (НР) телескопического типа с кратностью телескопа $M = 2,5$. Для определения энергетической расходимости излучения применялась оптическая схема измерений, основанная на методе калиброванных диафрагм. Схема приведена на рис. 1.

Диафрагма 9 устанавливалась в фокусе сферического зеркала 7, всего применялось 9 различных

диафрагм с диаметрами отверстий от 0,66 до 5,06 мм. Измерители энергии 10 и 11 находились на одинаковом расстоянии от сферического зеркала, чтобы при работе с HF-лазером не учитывать поправки на поглощение в атмосфере.

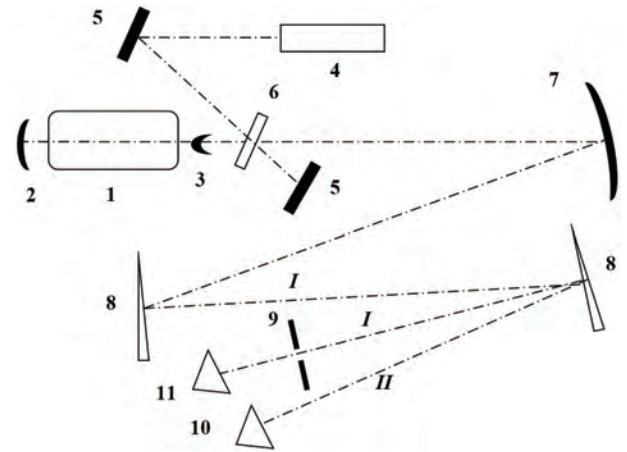


Рис. 1. Схема экспериментов по определению угловой расходимости излучения: 1 – лазер; 2, 3 – зеркала неустойчивого резонатора; 4 – лазер юстировочный; 5 – плоские зеркала; 6 – пластина из CaF_2 ; 7 – зеркало сферическое, $F = 10$ м; 8 – клинья из CaF_2 ; 9 – диафрагма; 10 – измеритель полной энергии импульса; 11 – измеритель энергии, прошедшей через диафрагму

Результаты экспериментальных измерений и расчетов по программе Fresnel для идеального резонатора приведены на рис. 2.

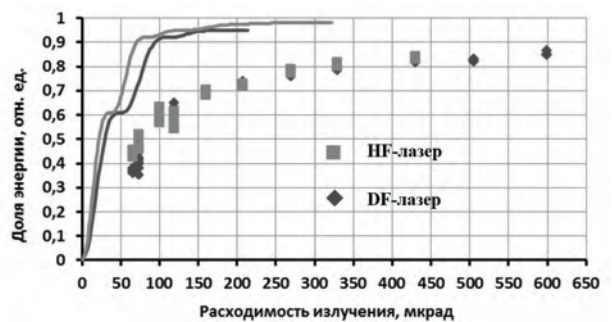


Рис. 2. Зависимость доли энергии, прошедшей через диафрагму, от расходимости излучения: точки – эксперимент, кривые – расчет

Видно, что расходимость обоих типов лазера (HF и DF) практически одинакова, но расчетные зна-

чения 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, скорее всего, искажения дальней зоны излучения связаны с не идеальностью оптических элементов, так как в работе [2] расчетным путем показано, что влияние неоднородностей накачки на расходимость выходного излучения пренебрежимо мало.

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. Регистрограммы приведены в табл. 1.

Таблица 1

Регистрограммы фокальных пятен различных линий

| | $j=4$ | $j=5$ | $j=6$ | $j=7$ | $j=8$ | $j=9$ |
|------------|----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| Полоса 1-0 | | | | | | |
| | | | | $E = 4,7$ Отв.ед. | $E = 18,3$ Отв.ед. | $E = 18,3$ Отв.ед. |
| Полоса 2-1 | | | | | | |
| | $E = 3,3$ Отв.ед. | $E = 20,5$ Отв.ед. | $E = 14,5$ Отв.ед. | $E = 10,6$ Отв.ед. | $E = 1,7$ Отв.ед. | |
| Полоса 3-2 | | | | | | |
| | $E = 1,3$ Отв.ед. | $E = 2,4$ Отв.ед. | $E = 1,9$ Отв.ед. | $E = 1,4$ Отв.ед. | $E = 0,14$ Отв.ед. | |

Ряд пятен имеет четко выраженный kern, в ряде пятен kern отсутствует. Причем, наблюдалась тенденция к появлению керна у линий с большими вращательными квантовыми числами j . Из работы [3] следует, что с увеличением j растет задержка генера-

ции на переходе, следовательно, эти линии находятся в конце импульса генерации.

С HF лазером были проведены эксперименты по изучению расходимости отдельных линий методом калиброванных диафрагм. Были выбраны две линии перехода 2-1 с разными временными параметрами: $P_2(5)$ с длительностью $t \approx 80$ нс и задержкой генерации $\Delta t \approx 30$ нс; и $P_2(8) - t \approx 250$ нс и $\Delta t \approx 80$ нс. Результаты измерений приведены на рис. 3, там же дано расчетное соотношение энергий линий при разной расходимости.

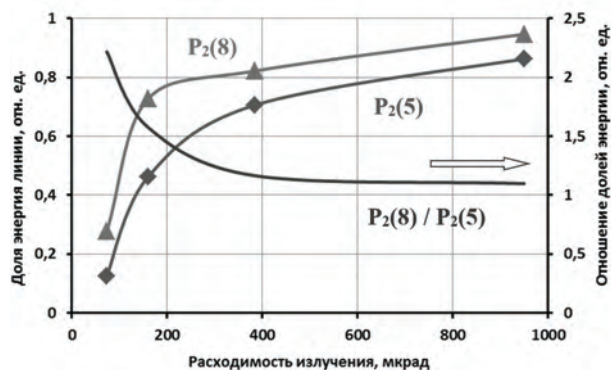


Рис. 3. Расходимость излучения отдельных спектральных линий HF-лазера и соотношение их долей энергии

Видно, что расходимость уменьшается с ростом задержки генерации на переходе и длительности импульса излучения. 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. 4.

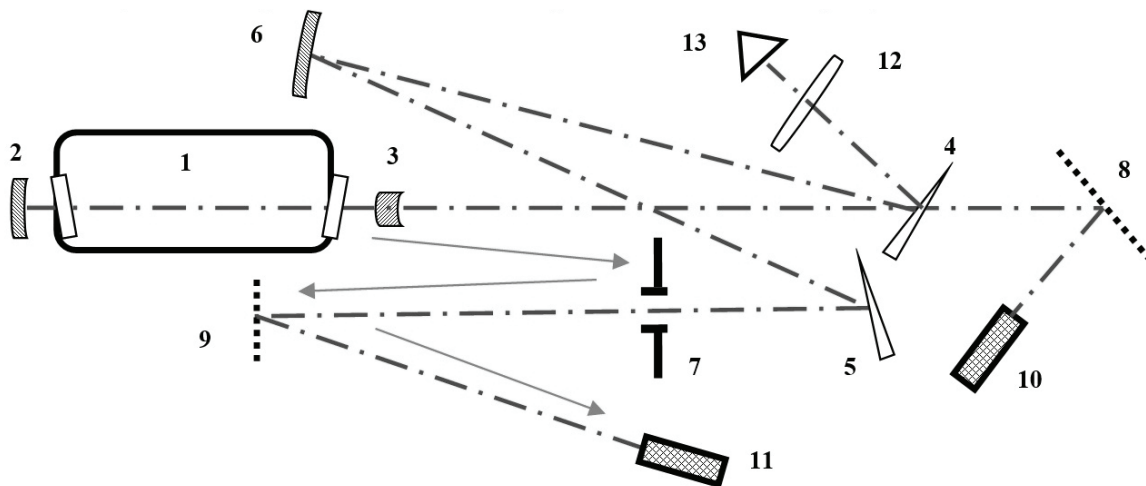


Рис. 4. Схема измерений изменения расходимости: 1 – лазер; 2, 3 – зеркала резонатора; 4, 5 – клинья из CaF_2 ; 6 – зеркало сферическое $F = 10$ м; 7 – диафрагма $d = 1$ мм; 8, 9 – диффузно рассеивающие экраны; 10, 11 – фотоприемники; 12 – линза; 13 – измеритель энергии

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

Часть излучения, отраженная от клина 4, подавалась на сферическое зеркало 6, которое фокусировало его на диафрагму 7. Прошедшее через диафрагму излучение регистрировалось фотоприемником 11. Была выбрана диафрагма с диаметром отверстия 1 мм, которая, согласно данным рис. 2, должна пропускать около 60 % энергии всего импульса.

Проводилось несколько экспериментов с диафрагмой, затем она убиралась 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 фотоприемника 11, зарегистрированных с диафрагмой и без нее.

На рис. 5 представлены типичные импульсы с фотоприемников 10 и 11.

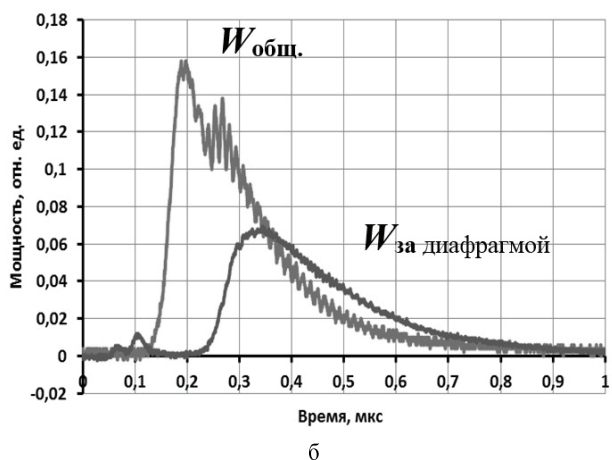
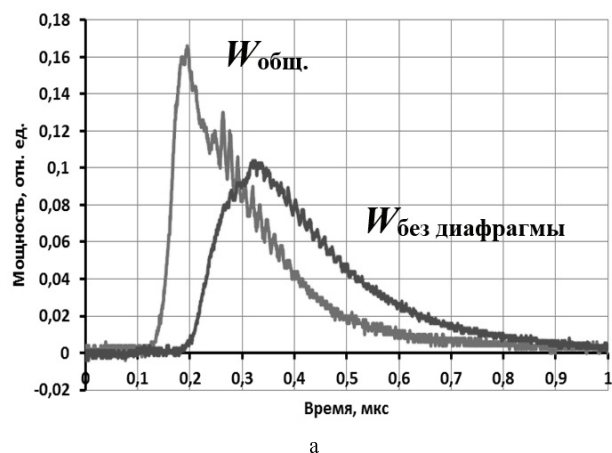


Рис. 5. Осциллограммы импульсов излучения: а – без диафрагмы; б – за диафрагмой

На рис. 5а сдвигка импульсов по времени объясняется тем, что оптическая длина пути от выходного зеркала лазера до фотоприемника 10 равна 10 м, а до фотоприемника 11 – 28 м. Разница в 18 м дает задержку 60 нс.

На рис. 5б на сигнале за диафрагмой виден предимпульс, появление его можно объяснить, обратившись к рис. 4. Свечение разряда между электродами отражается от алюминиевой диафрагмы поз. 7 и попадает на фотоприемник 11. При закрывании диафрагмы экраном предимпульс пропадает.

На рис. 6 приведены совмещенные по времени импульсы мощности излучения без диафрагмы и за диафрагмой.

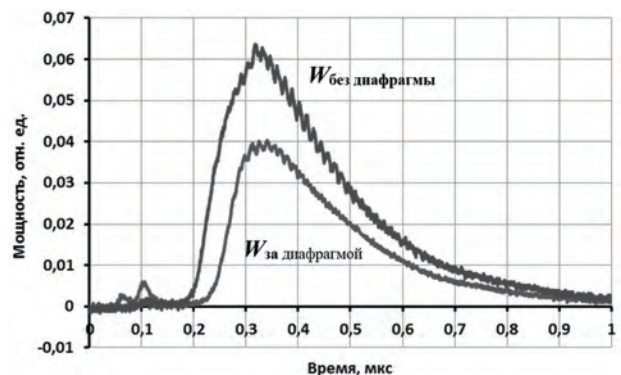


Рис. 6. Импульсы мощности излучения без диафрагмы и за диафрагмой

Из рис. 6 видно, что за диафрагмой первые примерно 30 нс излучения практически нет, хотя в этом же месте без диафрагмы фотоприемник излучение фиксирует. Следовательно, в это время расходимость излучения настолько велика, что в отверстие диафрагмы, регистрирующей излучение с расходимостью не более 10^{-4} рад, попадает лишь ничтожная доля энергии. Зависимость от времени доли энергии (ΔE), приходящей на фотоприемник без диафрагмы и отношение энергии за диафрагмой к энергии без диафрагмы ($E_{\text{за}}/E_{\text{без}}$) приведена на рис. 7.

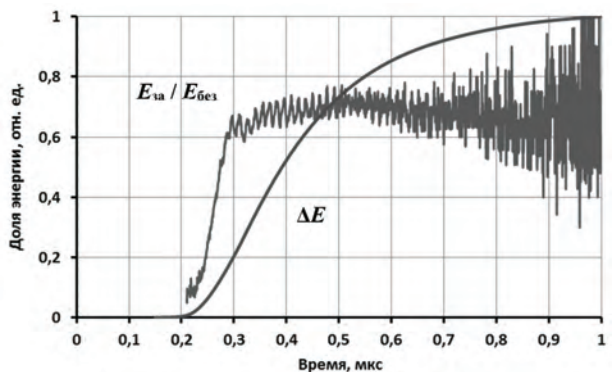


Рис. 7. Зависимость от времени доли энергии (ΔE), приходящей на фотоприемник без диафрагмы и отношение энергии за диафрагмой к энергии без диафрагмы ($E_{\text{за}}/E_{\text{без}}$)

Из рис. 7 видно, что примерно лишь через 100 нс после начала импульса излучения через диафрагму начинает проходить $\approx 60\%$ энергии, а эта величина совпадает с калориметрическими измерениями.

Причина, по которой в начале импульса излучения расходимость велика, может заключаться в про-

цессе формирования диаграммы направленности излучения.

В простейшем геометрическом приближении, без учета неоднородностей усиливающей среды, время формирования диаграммы направленности излучения равно

$$t_{\phi} \approx \frac{l}{c} \ln \left[4a_0^2 \frac{M-1}{\lambda l} \right] \frac{1}{\ln M}, \quad (1)$$

где λ – длина волны излучения, м; l – длина резонатора, м; $2a_0$ – размер сечения усиливающей среды, м; M – коэффициент увеличения телескопического резонатора; c – скорость света.

Для нашего лазера расчет дает величину $t_{\phi} \approx 120$ нс, что согласуется с данными рис. 7.

За время, пока формируется диаграмма направленности, согласно данным рис. 7, излучается около 20 % энергии. При большой расходимости излучения только малая ее доля проходит через диафрагму, и чем меньше диаметр диафрагмы, тем эта доля меньше.

Вернемся теперь к графикам на рис. 3. На основании их был сделан вывод о том, что расходимость уменьшается с ростом длительности импульса и задержки генерации на переходе.

На рис. 8 приведены взятые из работы [3] зависимости мощности (W) данных линий и расчетные зависимости доли энергии (ΔE) от времени.

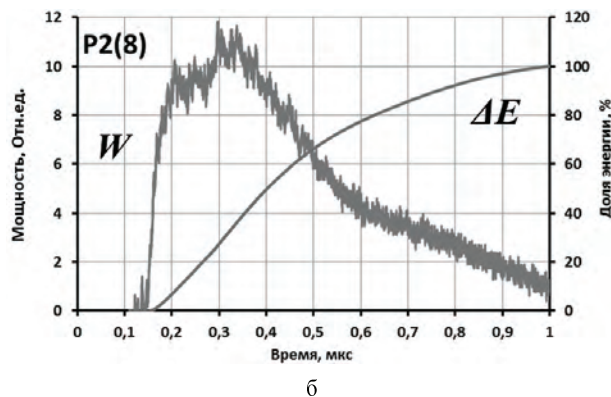
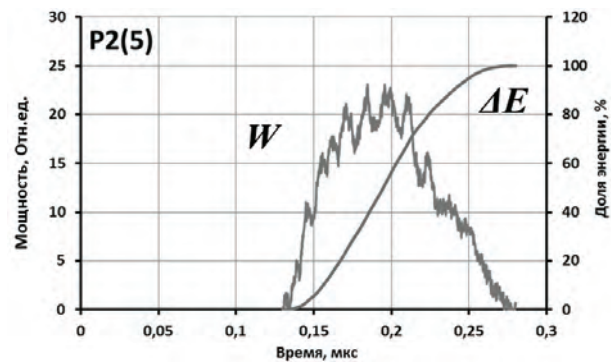


Рис. 8. Зависимости мощности отдельных спектральных линий и расчетная зависимость доли энергии от времени: а – на переходе $P_2(5)$; б – на переходе $P_2(8)$

Если принять, что диаграмма направленности формируется за 120 нс, то за это время на переходе $P_2(5)$ излучится практически вся энергия, на переходе $P_2(8) \approx 20$ %. 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. 3.

Для проверки предположения о влиянии времени формирования диаграммы направленности на расходимость излучения были проведены эксперименты на лазере с меньшей длиной активной среды (28 см) и с другим типом резонатора. Параметры резонаторов обоих лазеров и расчетные времена формирования в них диаграммы направленности излучения приведены в табл. 2.

Таблица 2

Параметры резонаторов

| Тип лазера | M , отн. ед. | L_p , м | $2a_0$, см | t_{ϕ} , нс |
|------------|----------------|-----------|-------------|-----------------|
| I | 2,5 | 1,976 | 15 | 120 |
| II | 4,25 | 0,573 | 8 | 20 |

На рис. 9 приведены импульсы генерации за диафрагмой и без нее для лазера типа II.

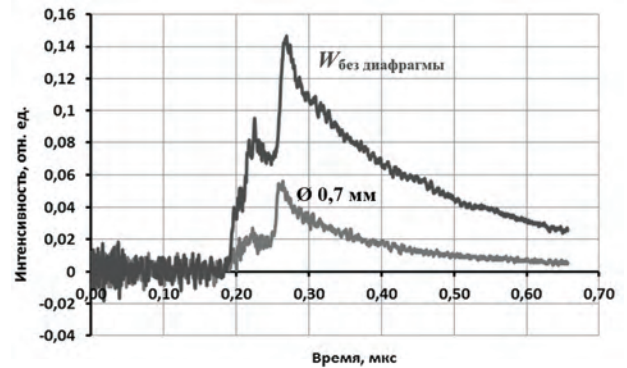


Рис. 9. Импульсы мощности лазера типа II за диафрагмами разных диаметров

Видно, что задержка импульса за диафрагмой практически отсутствует, так как время формирования диаграммы направленности излучения здесь мало.

В заключении можно сказать, что на установке электроразрядного химического лазера с неустойчивым телескопическим резонатором проведены экспериментальные и расчетные исследования энергетической расходимости излучения в моноимпульсном режиме работы HF- и DF-лазера. Отличие экспериментальных результатов от расчетов связано с не идеальностью поверхности зеркал оптического резонатора. При работе с водородными смесями учитывалось поглощение излучения парами воды, содержащейся в атмосфере.

Экспериментально изучена расходимость отдельных спектральных линий. Также представлены регистрограммы фокальных пятен различных линий. Показано, что расходимость излучения спектральной линии тем лучше, чем больше ее длительность, то

есть чем выше значение вращательного квантового числа j .

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 объема.

Также для проверки предположения о влиянии времени формирования диаграммы направленности на расходимость излучения были проведены эксперименты на лазере с меньшей длиной активной среды и с другим типом резонатора. Здесь задержка импульса за диафрагмой практически отсутствует, так как время формирования диаграммы направленности излучения в данном случае мало.

Изучено изменение расходимости во времени суммарного импульса и импульсов отдельных спектральных линий. Показано, что расходимость выходит на стационарный уровень через определенное

время формирования диаграммы направленности, зависящее от параметров резонатора.

Естественно, нужны дальнейшие более детальные исследования расходимости излучения.

Литература

1. Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: 1979.

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 // Сборник докладов VII научно-технической конференции молодых ученых и специалистов «Актуальные вопросы развития систем и средств ВКО». 2017. С. 499–508.