

ВЛИЯНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ДВИЖЕНИЯ АКТИВНОЙ СРЕДЫ В ТЕЧЕНИЕ ИМПУЛЬСА НАКАЧКИ НА РЕФРАКЦИЮ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ЭИОКГ

Е. П. Глотов, В. А. Данильчев, А. Е. Круглий, В. В. Пустовалов,
А. М. Сорока

УДК 621.378

Рефракция излучения в области, возмущенной газодинамическим движением активной среды ЭИОКГ, приводит к значениям угловой расходимости, существенно превосходящим дифракционную. Показано, что в случае неустойчивых телескопических резонаторов можно значительно повысить долю излучения с дифракционной расходимостью за счет того, что область энерговклада превосходит объем резонатора.

В настоящее время значительный интерес представляет работа электроионизационных CO_2 -лазеров (ЭИОКГ) в режиме повторения импульсов накачки с длительностью порядка десятков микросекунд /1/. Переход к таким, довольно длинным, импульсам диктуется тем, что при коротких импульсах для поддержания достигнутой величины вкладываемой энергии приходится увеличивать плотность разрядного тока j_p , а при достаточно высоких концентрациях электронов n_e плотность тока электронного пучка $j_b \sim j_p^2 / 2$, что приводит к возрастанию средней тепловой нагрузки на разделительную фольгу.

Неустойчивый телескопический резонатор в настоящее время является наиболее перспективным для работы ЭИОКГ в частотно-импульсном режиме /3/. Использование резонаторов с полупрозрачными диэлектрическими зеркалами невозможно из-за их малой лучевой прочности при длительных тепловых нагрузках.

Одним из важнейших параметров, характеризующих работу ЭИОКГ, является угловая расходимость излучения на выходе из лазера. Известно, что расходимость излучения, связанная с геометрией телескопического резонатора, может быть близка к дифракционной /3/. Однако расходимость, связанная с рефракцией на градиентах показав-

теля преломления активной среды ЭИОКГ, может значительно превзойти дифракционную. При длительности импульса накачки в десятки микросекунд важнейшей причиной, приводящей к неоднородности показателя преломления, является газодинамическое движение среды. Настоящая работа посвящена оценке влияния ограниченности области энерговклада в разряд и вызванного им газодинамического движения активной среды на расходимость излучения на выходе из ЭИОКГ.

Оценки показывают, что влиянием заряженных частиц на показатель преломления можно пренебречь, а следует учитывать отличие показателя преломления от единицы Δn_T , связанное с наличием нейтральной компоненты.

Изменение плотности газа вызвано, главным образом, ограниченностью и неоднородностью электронного пучка, который определяет область энерговклада. Ввиду малости градиента показателя преломления $\partial(\Delta n_T)/\partial y \sim 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, с большим запасом можно пользоваться приближением геометрической оптики, а также пренебрегать отражением излучения за счет конечного значения градиента /5/.

В практически интересном случае, когда объем резонатора не превосходит область энерговклада, длительности импульсов накачки в ЭИОКГ таковы, что волны разрежения не успевают проникнуть в центральную часть резонатора, ограниченную передним зеркалом I (см. рис. 1). Поэтому наличие неоднородности показателя преломления будет сказываться лишь на последнем проходе луча от переднего зеркала I к заднему II, а также на выходе из резонатора, когда луч в невозмущенной среде идет параллельно оптической оси. Для простоты будем рассматривать лишь лучи, лежащие в плоскости xz , проходящей через главную оптическую ось и параллельной плоскости электродов.

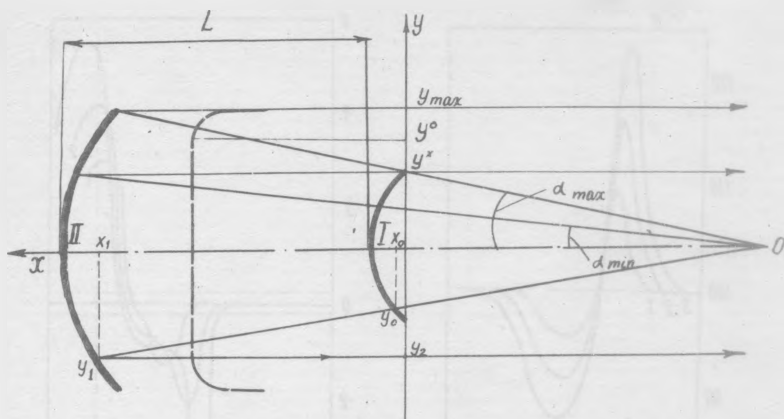
Ход лучей в неустойчивом телескопическом резонаторе и профиль энерговклада (пунктир) представлены на рис. 1. Для луча, выходящего под малым углом $\alpha_0 \ll 1$ к оптической оси из точки y_0 и идущего через неоднородную среду, можно получить соотношение, связывающее текущее значение угла $\alpha \ll 1$ с разностью показателей преломления Δn_T в точках y и y_0 :

$$\alpha(y) = \left\{ \alpha_0^2 + 2 \left[\Delta n_T(y) - \Delta n_T(y_0) \right] \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

где значение y определяется из формулы

$$x - x_0 = \int_{y_0}^y dy' \left\{ \alpha_0^2 + 2 [\Delta n_T(y') - \Delta n_T(y_0)] \right\}^{-1/2}. \quad (2)$$

Здесь $x - x_0$ - расстояние вдоль оптической оси.

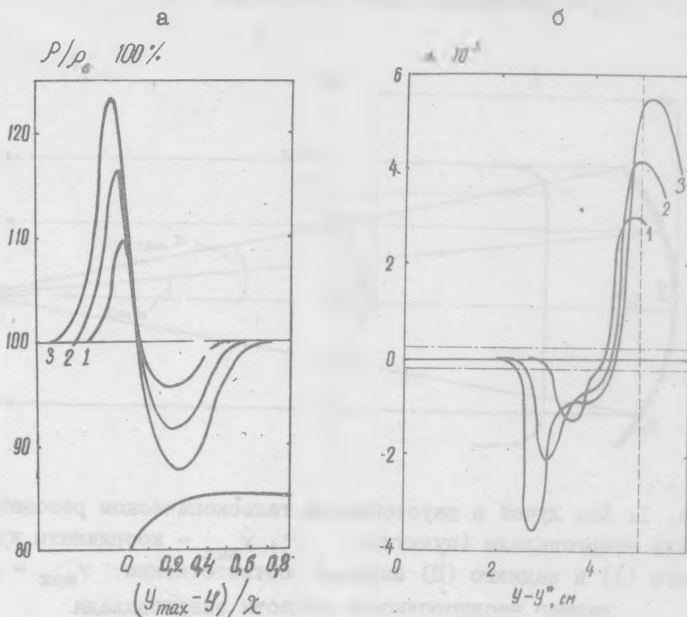


Р и с. 1. Ход лучей в неустойчивом телескопическом резонаторе и профиль энерговклада (пунктир); y^* , y_{\max} - координаты края переднего (I) и заднего (II) зеркала соответственно, $y_{\max} - y^0$ - размер неоднородности области энерговклада

Используя формулу (2), можно определить величину угловой расходимости излучения на выходе из резонатора, если известен профиль действительной части показателя преломления, который определяется профилем плотности газовой смеси. Для нахождения эволюции плотности воспользуемся приближением сжимаемой невязкой жидкости.

На рис. 2а представлена эволюция распределения плотности газа, когда время импульса $\tau_{II} = 50$ мкс, характерный размер неоднородности энерговклада $\chi = 2$ см (см. рис. 1). Сравнение кривых I ($t = 0,6 \tau_{II}$) и 3 ($t = \tau_{II}$) показывает, что с течением времени область, занятая газодинамическими возмущениями, увеличивается. Имеет место как рост абсолютной величины разности плотностей в волне разрежения и сжатия, так и укручение профиля плотности.

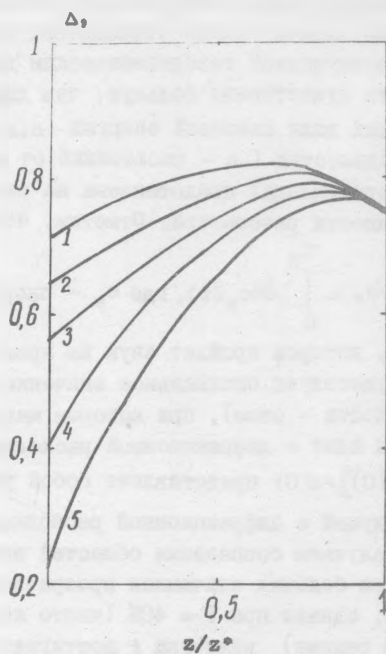
На рис. 2б представлены профили α_{Π} - угловой расходимости, связанной с рефракцией излучения в возмущенной среде, соответствующие профилям плотности на рис. 2а. При оптических расчетах принима-



Р и с. 2. а) Эволюция профиля плотности газа во время импульса накачки. Начало области энерговклада (кривая 1) совпадает с краем заднего зеркала y_{\max} . б) Эволюция профили угловой расходимости во время импульса накачки (скорость звука в холодном газе $\alpha_0 = 400$ м/с). 1 - $t = 0,6 \tau_{\Pi}$, 2 - $t = 0,8 \tau_{\Pi}$, 3 - $t = \tau_{\Pi}$

лось, что длина активной области (расстояние между зеркалами) $L = 200$ см, прозрачность резонатора $T = 75\%$. Из графиков профилей расходимости следует, что с течением времени угол отклонения лучей из-за рефракции в неоднородной среде увеличивается по абсолютной величине. Положительные и отрицательные значения α_{Π} соответствуют расходящимся и сходящимся лучам. Значения α_{Π} лежат

между $\min \alpha_{\Pi} = -4 \cdot 10^{-3}$ и $\max \alpha_{\Pi} = 5 \cdot 10^{-3}$. Сравнение с величиной дифракционной расходимости $\alpha_{\text{д}} \approx 2 \cdot 10^{-4}$ (штрих-пунктирная линия на рис. 2б) показывает, что расходимость, связанная с рефракцией, может оказаться весьма существенной.



Р и с. 3. Зависимость доли энергии излучения, идущей с дифракционной расходимостью, от расстояния от края резонатора до конца области энерговклада. Кривые 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют значениям $T = 80\%, 60\%, 50\%, 40\%, 30\%$

Для построения диаграммы направленности следует решать задачу о распределении интенсивности излучения в резонаторе. Такая задача в случае однородной плотности газа была решена в /4/. Однако в данном случае следует учесть искривление траекторий лучей, вызванное неоднородностью показателя преломления. Профиль действительной части $\Delta_{\text{д}}$ определяется только газодинамическим дви-

жением и для оптической задачи является заданным, минимальная часть показателя преломления должна находиться из самосогласованного расчета поля излучения в резонаторе /4/.

Будем рассматривать область энерговклада с резкой границей, когда объем резонатора может быть меньше, чем объем энерговыведения. В этом случае задача сильно упрощается, так как все излучение из области, возмущенной газодинамическим движением, имеет угловую расходимость существенно большую, чем дифракционная.

В этих условиях доля световой энергии $\Delta(z)$, идущая с дифракционной расходимостью (z - расстояние от края резонатора до конца области энерговклада) представлена на рис. 3 при различных значениях прозрачности резонатора. Отметим, что величина z из-

меняется от 0 до $z_0 = \int_0^{\tau_{\text{И}}} dt c_{\text{з}}(t)$, где $c_{\text{з}}$ - скорость звука, а

z_0 - расстояние, которое пройдет звук за время импульса.

Видно, что существует оптимальное значение $z_{\text{опт}}$ (для каждого значения прозрачности - свое), при котором максимальная часть энергии излучения идет с дифракционной расходимостью. Отношение $\xi = [\Delta(z_{\text{опт}}) - \Delta(0)]/\Delta(0)$ представляет собой увеличение доли световой энергии, идущей с дифракционной расходимостью, при $z = z_{\text{опт}}$ по сравнению со случаем совпадения областей энерговклада и объема резонатора. При больших значениях прозрачности ($T = 80\%$) ξ составляет $\sim 15\%$, однако при $T = 40\%$ (часто используемой в частотно-импульсном режиме) величина ξ достигает 100%. Таким образом, в случае энерговклада с резкой границей в неустойчивом телескопическом резонаторе можно добиться значительного увеличения доли энергии излучения, идущей с дифракционной расходимостью за счет того, что область энерговклада превосходит размеры резонатора, и свет большую часть времени идет через невозмущенную газодинамическим движением среду.

В настоящей работе показано, что газодинамическое движение, возникающее из-за ограниченности области энерговклада, приводит к изменению профиля действительной части показателя преломления за время импульса накачки ЭИОКГ. Рефракция излучения в возмущенной активной области может привести к значениям расходимости излучения на выходе из резонатора, существенно превосходящим ди-

фракционную. Показана зависимость расходимости от времени в течение импульса накачки. Оказывается, что в случае неустойчивых телескопических резонаторов за счет использования резонатора с размерами, меньшими области энерговклада, можно значительно повысить энергию излучения, идущего с дифракционной расходимостью.

Выражаем глубокую признательность П. Б. Сергееву, А. Ф. Сучкову, Н. В. Чебуркину и Г. И. Шаширо за полезные дискуссии. Благодарим М. А. Савченко за обсуждение результатов.

Поступила в редакцию
9 декабря 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. А. Блинов, И. А. Леонтьев, В. К. Орлов, Н. В. Чебуркин, Квантовая электроника, 4, 1808 (1977).
2. В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Б. Ковш, Мощные лазеры и лазерная искра, Труды ФИАН, 85, 49 (1976).
3. Ю. А. Ананьев, Квантовая электроника под ред. Н. Г. Басова, № 6, 3 (1971).
4. Ю. А. Ананьев, А. В. Ковальчук, В. П. Трусов, В. Е. Шерстобитов, Квантовая электроника, I, 1201 (1974).
5. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме. Физматгиз, М., 1962 г.