

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ ФОТОДИССОЦИОННОГО ЛАЗЕРА С ПЛОСКИМ РЕЗОНАТОРОМ БОЛЬШОЙ ЭФФЕКТИВНОЙ ДЛИНЫ

О. Б. Данилов, Н. А. Новоселов, В. В. Спиридонов и Н. П. Трофимов

С помощью интерференционной методики произведено исследование деформации показателя преломления в фотодиссоционном лазере, вызванной волнами возмущения газа. Экспериментально установлена корреляция между исследованной оптической неоднородностью и полем излучения лазера в большом диапазоне «эффективных» длин резонатора при накачке импульсными лампами.

В работе [1] исследовались угловые и энергетические характеристики лазера с резонатором большой «эффективной» длины. Суть его заключается в том, что в лазер с плоским резонатором вводится увеличивающий телескоп так, что пучок света, проходя от выходного зеркала к зеркалу с отражением, равным 100%, сжимается.

Подобный резонатор был применен также в [3] для уменьшения угла расхождения твердотельного лазера (активный элемент — стекло с неодимом). В [3], так же как в [1], достигнуто существенное уменьшение угла расхождения, однако необходимо отметить, что в [3] были допущены неточности. Так, например, по мнению авторов [3], угол расхождения излучения лазера с плоским резонатором обратно пропорционален длине резонатора. На самом деле, как показано в [4, 5, 6], а также в [1], угол расхождения обратно пропорционален корню квадратному из длины плоского резонатора, что значительно усложняет задачу угловой коррекции излучения лазера.

Настоящая работа является продолжением исследований, начатых в работе [1], с целью изучить формирование поля излучения в лазере на фотоллизе алкилиодидов ( $C_3F_7J$ ) с резонатором большой «эффективной» длины.

### Экспериментальная методика

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Излучение лазера на фотодиссоциации  $C_3F_7J$  с  $\lambda=1.315$  мкм разветвлялось пластинами 2 и подавалось: 1) для измерения энергии (калориметром  $K$ ), 2) для наблюдения импульса генерации (ФЭУ-3), 3) для наблюдения ближней (торца) и дальней (угла расхождения) зоны лазера ЭОП П-8 и фотоаппаратами в камерах 4 и 5 соответственно.

Резонатор лазера [1] образован плоскими зеркалами  $z_1$  (выходное) и  $z_2$  (глухое). При работе с большой «эффективной» длиной между активным веществом и  $z_2$  вставлялся телескоп  $T$  [1] с увеличением  $\xi=5$  (рис. 1). При этом «эффективная» длина резонатора определялась по формуле  $L_{эф.} = L_1 + \xi L_2 + \xi^2 L_3$  ( $L_1, L_2, L_3$  указаны на рис. 1).

Для накачки использовался стандартный эллипсоидный 6-ламповый осветитель с лампами ИФП-8000. Длина активной части лазера [1] — 28 см, диаметр — 5 см. Расположение ламп показано на рис. 1.

Установка позволяет в отдельном эксперименте наблюдать во времени деформации показателя преломления при импульсном фотоллизе  $C_3F_7J$  [7].

Для этой цели осветитель с кюветой лазера [1] помещался в одно из плеч интерферометра Маха—Цендера ( $U_1, U_2, U_3, U_4$ ). Интерферометр освещался He—Ne лазером, работающим в импульсном режиме на  $\lambda=0.63$  мкм через телескоп  $t$ . Интерференционная картина фиксировалась во времени скоростным фоторегистратором (СФР) в режиме как щелевой, так и покадровой развертки.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

1. Вид поля излучения на торце лазера в зависимости от давления  $C_3F_7J$  и длины резонатора представлен на рис. 2. Длина резонатора изменялась от 0.7 до 33 м (последнее значение длины было «эффективным» [1]). Как видно из рис. 2, при небольших длинах резонатора ( $L < 3$  м) поле излучения не проявляет аномальностей при малом давлении ( $P < 30$  тор). Поле на торце однородно, что соответствует однородному распределению накачки. С ростом давления ( $P=60$  тор и выше)  $C_3F_7J$  поглощает накачку

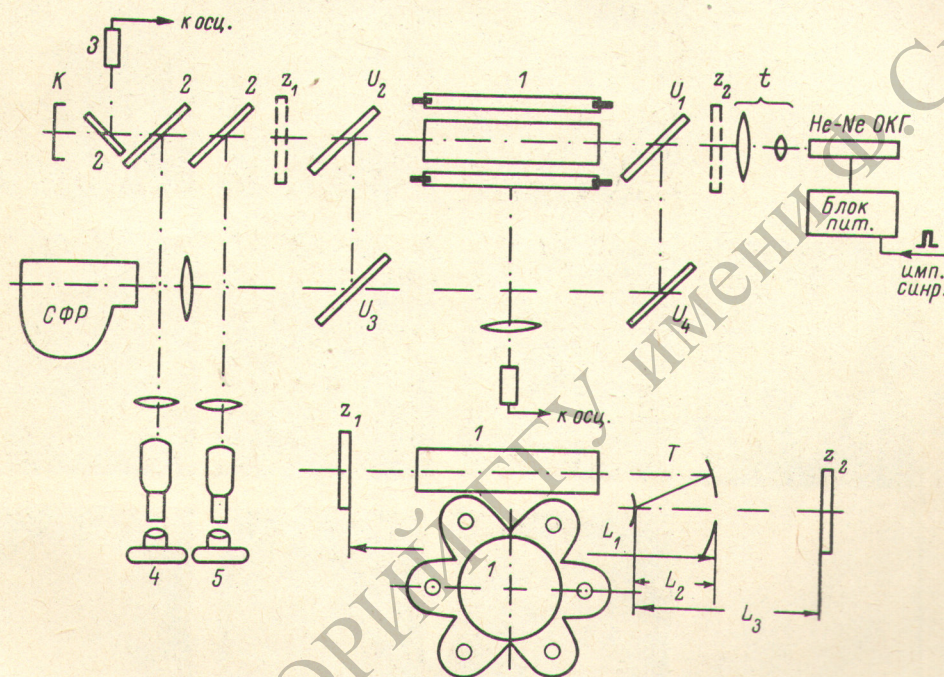


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

в основном на периферии кюветы. При этом в центре лазера наблюдается уменьшение интенсивности стимулированного излучения. С ростом длины ( $L=10$  м) в поле излучения при давлении  $\sim 60$  тор проявляются аномальности. Как видно из рис. 2, в этом случае в ближней зоне поле локализуется преимущественно в «спицы», лежащие между лампами. Дальнейшее увеличение давления при  $L=10$  м приводит к разрушению этих «спиц» и локализации поля в периферийной части кюветы, причем преимущественно под лампами. При переходе к эффективной длине резонатора  $\sim 33$  м поле излучения в ближней зоне вновь вплоть до 60 тор становится однородным (причем, как видно из рис. 2, при 60 тор поле в случае  $L_{эфф.}=33$  м однороднее, чем при  $L < 3$  м). При больших давлениях (90 тор и выше) вновь обнаруживается локализация поля на периферии кюветы.

2. Исследовалось поведение показателя преломления газа при импульсном фотолитзе  $C_3F_7J$ . Здесь приведены лишь необходимые для этой работы данные (подобные результаты опубликованы в работе [2]).

При малых давлениях рабочего газа  $\sim 8$  тор (так же как в работе [3]) наблюдается однородное по сечению кюветы изменение показателя пре-

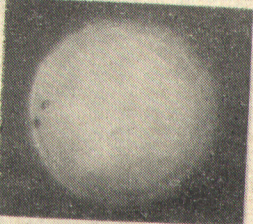
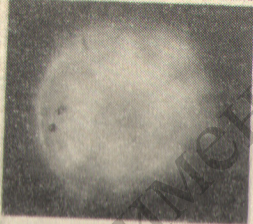
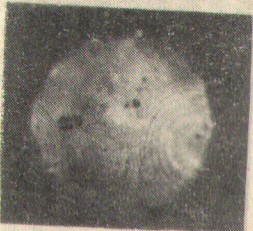
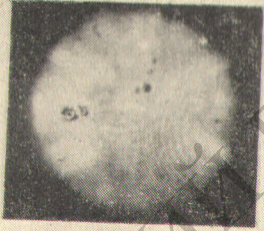

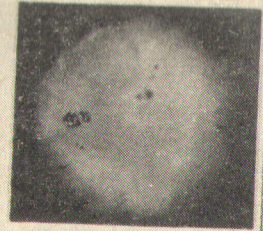


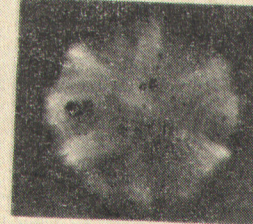
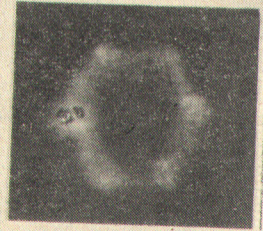
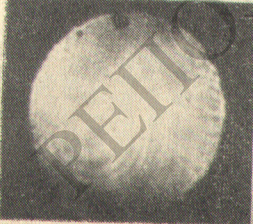
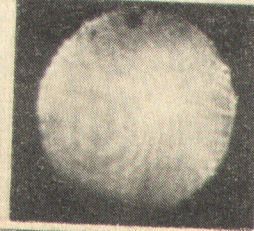
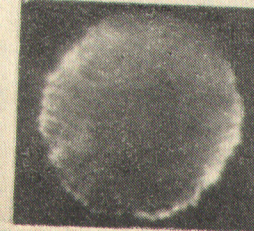
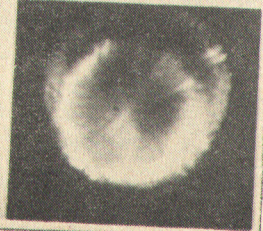
Давление, тор Длина резонатора, м	7.5	30	60	120
0.7				
2.9				
10				
33				

Рис. 2. Картины поля генерации фотодиссоционного лазера при вариации длины резонатора и давления рабочего газа.

ломления, без какой-либо заметной поперечной деформации. При переходе к давлениям  $\sim 30$  тор и выше картина существенно меняется: имеют место два разных процесса. Первый — сравнительно плавное изменение интерференционной картины как целого (оптическая длина пути увеличивается), характерное для центральных областей кюветы, и второй — более резкое возмущение интерференционной картины вблизи стенок кюветы с распространением этого возмущения к центру. Анализ обоих явлений привел нас к предположению, что первый процесс связан с фотолизом газа в кювете, второй, по-видимому, с фотолизом алкилиодида, сорбированного пористой кварцевой стенкой, что приводит к образованию волны возмущения, распространяющейся через газ со скоростью, близкой к звуковой.

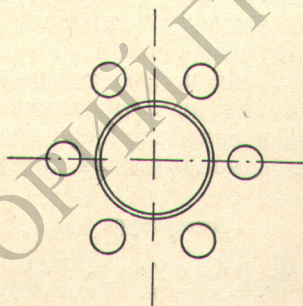
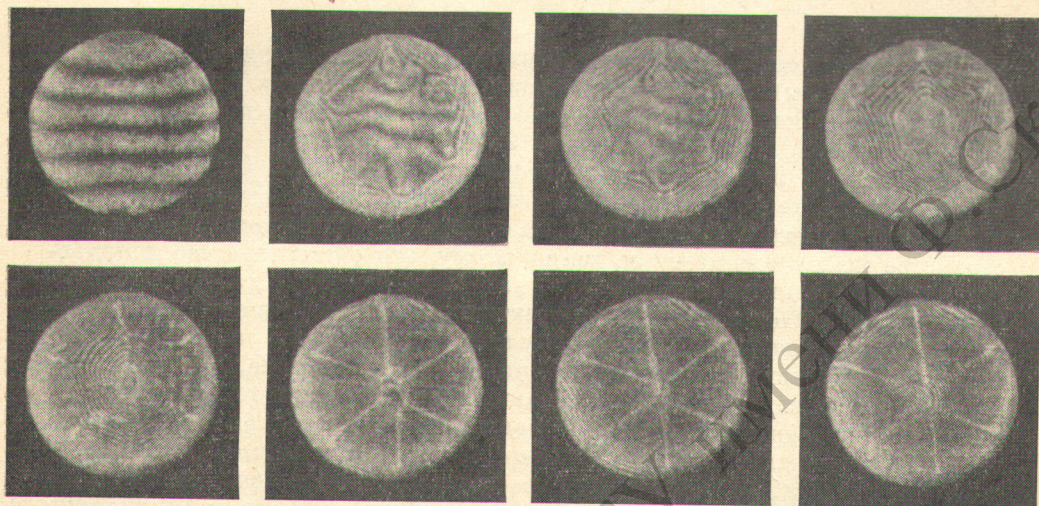


Рис. 3. Покадровая съемка оптических деформаций активной среды.

На рис. 3 показана типичная картина деформации показателя преломления, полученная при покадровой развертке в случае  $P \geq 30$  тор.

Видно, что волны возмущения в кювете появляются под лампами, распространяются к центру, сталкиваются друг с другом и образуют систему «спиц», лежащих на линиях между лампами. При этом, как показывают дополнительные измерения, градиент деформации показателя преломления на «спице» близок к нулю в азимутальном направлении и мал в радиальном (показатель преломления слабо увеличивается к центру).

3. Сравнение простейшего положения «спиц» в картине показателя преломления с положением подобных образований в поле излучения лазера (рис. 2) показало совпадение. Это обстоятельство говорит, с одной стороны, о том, что при прохождении волны возмущения в газе не накапливаются продукты, тушащие атомы иода в состоянии  $2P_{1/2}$  (верхнее рабочее состояние), т. е. молекулы газа не разрушаются волной возмуще-

ния, с другой стороны, видно, что волны возмущения оказывают влияние на формирование поля излучения фотодиссоционного лазера [8].

На основании данных, изложенных выше, по-видимому, можно следующим образом описать формирование поля излучения фотодиссоционного лазера с ростом эффективной длины его резонатора (рассматривается случай давлений рабочего газа до 60 тор).

Напомним, что потери, связанные с  $\text{grad } n$  ( $\delta_{\text{grad } n}$ ), например, в случае деформации в виде простого клина, определяются выражением [9, 10],  $\delta_{\text{grad } n} \approx l \frac{dn}{dx} \sqrt{L/\lambda}$ , где  $L$  — длина резонатора,  $l$  — длина активной среды,  $\lambda$  — длина волны излучения лазера; дифракционные потери при отсутствии деформации  $n$  [11, 12]

$$\delta_a \sim \sqrt{N^{-3}} = \frac{\lambda^{3/2} (\sqrt{L})^3}{a^3},$$

где  $a$  — поперечный размер пучка. При переходе от малых длин резонатора к средним ( $\sim 10$  м) потери в пространстве между «спицами» (где есть  $\text{grad } n$ ) больше потерь на «спицах» (где  $\text{grad } n$  мал). При этом поле излучения концентрируется на «спицах» (рис. 2).

Дальнейший рост длины резонатора (с учетом того, что полученный размер «спиц» много меньше поперечного размера пространства между «спицами») приводит к тому, что  $\delta_a$  на «спицах» сравнивается с  $\delta_{\text{grad } n}$  в пространстве между «спицами» и, по-видимому, это обстоятельство и приводит к тому, что интенсивность поля излучения по торцу лазера выравнивается при переходе к большим «эффективным» длинам резонатора. Выравнивание интенсивности поля по торцу фотодиссоционного лазера при дальнейшем увеличении эффективной длины его резонатора, по-видимому, имеет место из-за увеличения дифракционных потерь в тех же областях с малым градиентом показателя преломления благодаря уменьшению параметра Френеля, соответствующего поперечному размеру «спицы».

Если при  $L \leq 10$  м эта величина еще порядка единицы, то при  $L > 30$  м — уже меньше единицы. Подобные трансформации поля на торце в области больших эффективных длин резонатора можно наблюдать лишь при работе лазера с очень высоким усилением среды ( $0.1 \text{ см}^{-1}$ ), каким является фотодиссоционный лазер.

В области давления  $\text{C}_3\text{F}_4$  больших 90 тор деформации показателя преломления оказываются столь велики, что влияние резонатора с большой эффективной длиной на поле излучения ослабевает. При этом, по-видимому, превалирует режим однопроходной генерации [1].

#### Литература

- [1] Ю. А. Ананьев, И. М. Белоусов, О. Б. Данилов, В. В. Спиридонов, Н. П. Трофимов. Квантовая электроника, 1, 296, 1974.
- [2] О. Б. Данилов, Н. А. Новоселов, В. В. Спиридонов. Опт. и спектр., 39, 680, 1975.
- [3] Б. В. Ефимов, В. А. Киселев, Ю. П. Пименов, В. Б. Федоров. ДАН СССР, 208, 70, 1973.
- [4] В. В. Любимов. Опт. и спектр., 24, 815, 1968.
- [5] В. П. Калинин, В. В. Любимов, И. Б. Орлова. Ж. прикл. спектр., 12, 1019, 1970.
- [6] Ю. А. Ананьев, А. А. Мак, Б. М. Седов. ЖЭТФ, 52, 12, 1967.
- [7] И. М. Белоусова, О. Б. Данилов, И. А. Сеницына, В. В. Спиридонов. ЖЭТФ, 58, 1481, 1970.
- [8] М. А. Свенцицкая, Л. Д. Хазов. Ж. прикл. спектр., 4, 345, 1966.
- [9] В. П. Калинин, В. В. Любимов. Опт. и спектр., 22, 123, 1967.
- [10] В. В. Любимов, И. Б. Орлова. ЖТФ, 39, 2183, 1969.
- [11] Л. А. Вайштейн. Открытые резонаторы и открытые волноводы. Изд. «Советское радио», М., 1966.
- [12] Ю. А. Ананьев, В. В. Любимов, Б. М. Седов. Ж. прикл. спектр., 8, 955, 1968.

Поступило в Редакцию 26 марта 1975 г.