

- [6] Б. С. Непорент, В. Б. Шилов, Т. В. Лукомский. *Опт. и спектр.*, 37, 1186, 1974.  
[7] С. О. Мирумянц, Ю. С. Демчук. *Опт. и спектр.*, 40, 42, 1976.  
[8] В. П. Клочков. *Опт. и спектр.*, 24, 40, 1968.  
[9] J. V. Vigne, I. G. Ross. *Austr. J. Chem.*, 24, 1107, 1971.  
[10] С. О. Мирумянц, Е. А. Вандюков, Ю. С. Демчук. *Опт. и спектр.*, 38, 46, 1975.

Поступило в Редакцию 21 июля 1975 г.

УДК 621.373 : 535(206.2)

## О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ЛАЗЕРОВ НА РАСТВОРАХ РОДАМИНА 6Ж С ЛАМПОВОЙ НАКАЧКОЙ

А. В. Аристов, Д. А. Козловский, Д. И. Стаселько,  
В. Л. Стригун и А. С. Черкасов

Создание перестраиваемых по частоте импульсных лазеров с высокой когерентностью излучений и большой выходной энергией существенно расширяет возможности голографической регистрации нестационарных объектов и интерферометрии быстропротекающих процессов. Лазеры на растворах органических красителей позволяют получить генерацию практически на любой частоте видимого диапазона [1-3]. При этом наибольшая выходная энергия достигнута при ламповой накачке спиртовых растворов красителей импульсами сравнительно большой длительности [4-9]. Однако, как показали интерференционные опыты [10] и эксперименты по записи голограмм рассеивающих объектов [11], пространственная когерентность лазеров такого типа весьма ограничена — области с высокими значениями функции когерентности ( $|\gamma| \geq 0.7$ ) занимали лишь единицы процентов от всей генерирующей площади торца лазера, а линейные размеры этих зон не превосходили долей миллиметра [11].

Целью нашей работы было выяснение возможностей повышения пространственной когерентности лазеров на красителях с ламповой накачкой путем обеспечения возможно более однородного по сечению возбуждения раствора, а также использования водных растворов красителя, характеризующихся малыми значениями температурного коэффициента показателя преломления при комнатных температурах [12, 13].

Для улучшения однородности возбуждения цилиндрическая кювета длиной 130 мм и внутренним диаметром 7 мм располагалась в четырехламповом осветителе с диффузно отражающей поверхностью. Кювета термостатировалась протоком водного раствора  $\text{NaNO}_2 + \text{K}_2\text{CrO}_4$  через окружающую ее коаксиальную рубашку. Этот раствор одновременно отфильтровывал коротковолновую часть спектра лампы накачки с  $\lambda \leq 410$  нм. Благодаря этому заметно уменьшались как фотораспад красителя, так и дополнительный нагрев генерирующего раствора.

В качестве рабочего вещества использовался родамин 6Ж. Данный краситель относится к группе сравнительно фотохимически стойких веществ и имеет малый квантовый выход ( $\phi \approx 0.02$ ) в триплетное состояние [14], что заметно снижает временную неоднородность генерации из-за наведенного триплет-триплетного поглощения. Наконец, родамин 6Ж хорошо растворяется в обычной и тяжелой воде. В качестве растворителя была взята тяжелая вода, имеющая меньший по сравнению с органическими растворителями и обычной водой температурный коэффициент показателя преломления  $dn/dT$ . При комнатной температуре величина  $dn/dT$  для метанола, обычной воды и тяжелой воды составляет соответственно  $4 \cdot 10^{-4}$ ,  $9 \cdot 10^{-5}$  и  $3.9 \cdot 10^{-5}$  град.<sup>-1</sup> [12, 13]. Кроме того, согласно нашим измерениям, квантовый выход флуоресценции родамина 6Ж в тяжелой воде выше, чем в обычной на 25-30%, что соответственно снижает порог генерации дейтерированных водных растворов по сравнению с обычными. Для предотвращения димеризации молекул красителя в водные растворы родамина 6Ж добавлялся додецил сульфат натрия с концентрацией  $5 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>. Диапазон изменения концентрации красителя составлял от  $10^{16}$  до  $6 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

Схема исследования параметров лазерного излучения была аналогична использованной в [11] и позволяла одновременно регистрировать спектр, расходимость излучения, выходную энергию и временную развертку мощности генерируемого излучения. Функция пространственной когерентности (ФПК) изучалась по методу [15, 16] путем записи голограммы торца лазера с последующим фотометрированием изображений торца, восстанавливаемых малыми участками голограммы.

Резонатор лазера длиной 75 см был образован дифракционной решеткой с 1200 штр./мм и зеркалом с 50%-пропусканием. Энергия накачки составляла 575 Дж, длительность фронта светового импульса накачки 4 мкс, полуширина импульса 6 мкс. Энергия генерации в исследованном диапазоне концентраций составляла для спиртовых растворов 30-150 мДж, а для водных 30-80 мДж на длине волны 5900 А при длительности импульса генерации 3-4 мкс по полуширине. Ширина спектра генерации

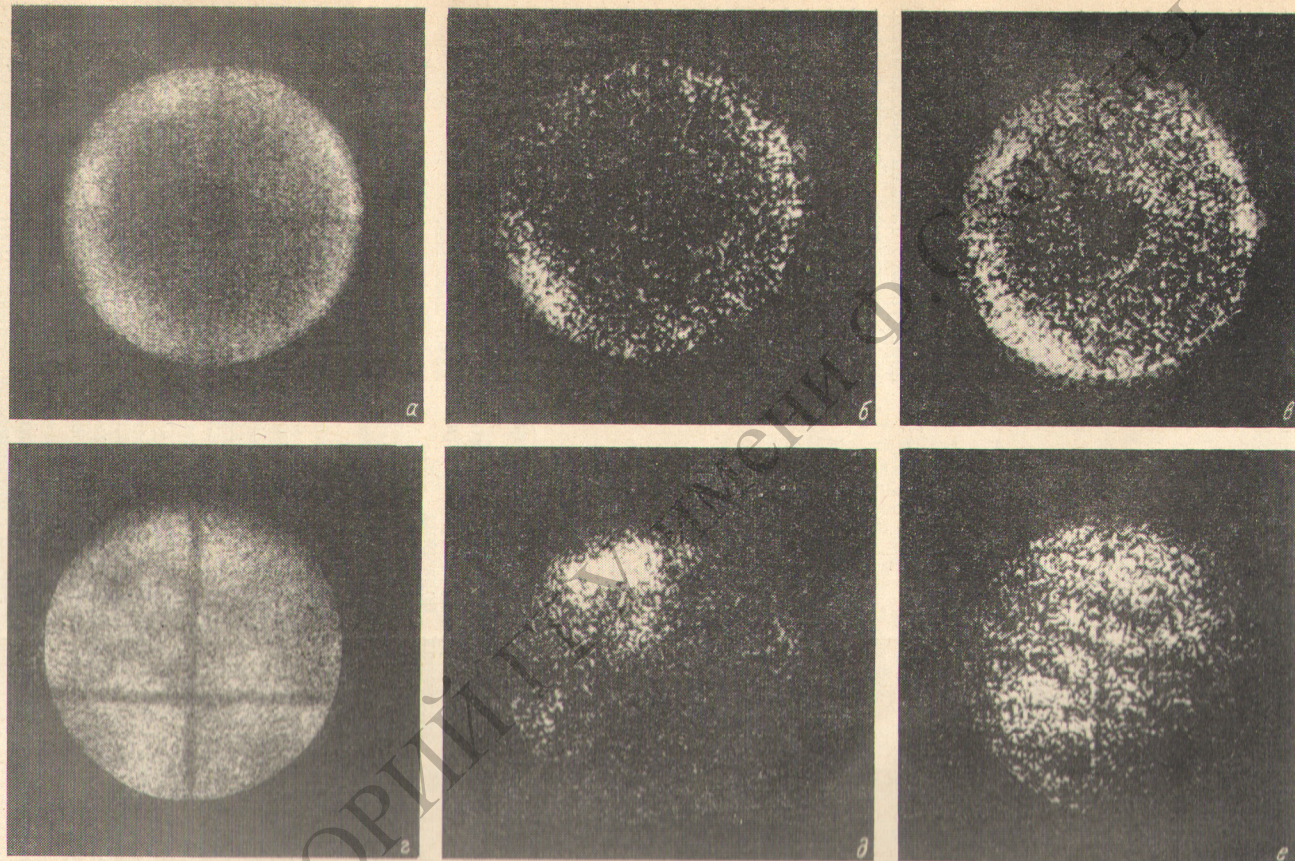


Рис. 1.

*a, g* — фотографии реконструированных изображений торца лазера на растворах родамина 6Ж в тяжелой воде, полученные при восстановлении голограмм широким пучком гелий-неонового лазера; *a, б, в* — концентрация родамина 6Ж —  $3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>; *г, д, e* —  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>; *б, в, д, e* — изображения тех же торцов, полученные при восстановлении узким пучком отдельных участков голограммы; *б, д* — спиртовые; *в, e* — водные растворы родамина 6Ж.

водных и спиртовых растворов в разных экспериментах изменялась в пределах от 0.5 до 2.  $\text{\AA}$ . Расходимость излучения в исследованном диапазоне концентраций красителя слабо зависела от величины концентрации и составляла  $(6\div 9) \cdot 10^{-4}$  рад для спиртовых и  $(4\div 8) \cdot 10^{-4}$  рад для водных растворов. Картины поля на торце лазера при использовании спиртовых и водных растворов одинаковой концентрации, полученные путем обычного фотографирования торца, практически совпадали.

Однако изображения торца, восстановленные малыми участками голограмм, которые были записаны с использованием излучения, генерируемого спиртовыми и водными растворами, резко отличались друг от друга.

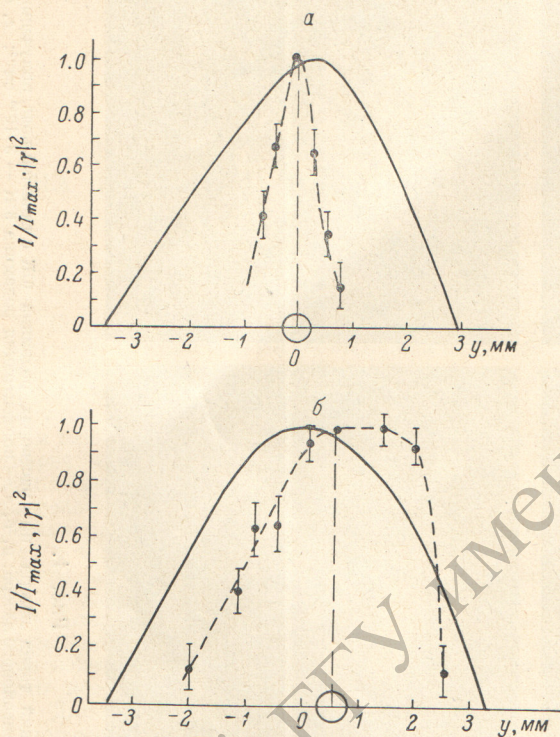


Рис. 2. Графики нормированной ФПК (штриховая кривая) излучения лазера в спиртовых (а) и водных (б) растворах родамина 6Ж.

Концентрация красителя  $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;  $y$  — координаты точек на диаметре кюветы. Сплошные кривые соответствуют нормированной интенсивности излучения на торце лазера.

В данном эксперименте степени пространственной когерентности между разными парами точек торца имела в данной работе важное значение, поскольку величина степени когерентности  $|\gamma|$  между фиксированными парами точек при неизменных условиях эксперимента существенно (до 2–3 раз) менялась от вспышки к вспышке. В случае, когда генерировалось кольцо ( $C=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), ФПК определялась для точек, расположенных по диаметру и по окружности генерирующей области. При равномерном распределении интенсивности на торце ( $C=1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) ФПК определялась по отношению к точкам, расположенным вдоль диаметров, пересекающих торцы во взаимно перпендикулярных направлениях. Характерные результаты измерений представлены на рис. 2 в виде ФПК, построенных относительно центра кюветы вдоль ее диаметра.

Полученные результаты показывают, что применение водных растворов приводит к значительному расширению областей с высокими значениями ФПК, а также увеличению значений  $|\gamma|$  между удаленными друг от друга точками. Величина отношения площади областей с высокой степенью когерентности ( $|\gamma| \geq 0.7$ ) к площади генерирующей области составляла  $0.09\div 0.15$  для спиртовых и  $0.35\div 0.55$  для водных растворов. Снижение концентрации от  $3 \cdot 10^{16}$  до  $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  также приводило к заметному увеличению площади зон когерентности как для водных, так и спиртовых растворов, однако при этом одновременно возрастала и площадь области генерации так, что отношение этих площадей менялось незначительно.

Наблюдаемое значительное увеличение площадей когерентности излучения при переходе от спиртовых к водным растворам и при улучшении однородности их возбуждения свидетельствует о том, что в формировании ФПК излучения лазеров на краси-

Примеры таких изображений приведены на рис. 1 для концентраций  $=1 \cdot 10^{16}$  и  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Из рис. 1 следует, что в случае использования водных растворов видна значительная часть торца, тогда как в случае спиртовых растворов — лишь небольшая область вокруг восстанавливаемых участков. Согласно [15], наблюдаемое увеличение площади восстановленного изображения торца в случае использования водных растворов свидетельствует о более высокой пространственной когерентности излучения, генерируемого такими растворами.

Необходимо обратить внимание на рисунок 1, б, где изображение участка торца, диаметрально противоположного восстанавливаемому, имеет заметную яркость. В отличие от этого в работе [11], где также применялись спиртовые растворы, в восстановленном изображении торца наблюдался лишь участок, непосредственно примыкающий к восстанавливаемому. Это связано, по-видимому, с большей оптической неоднородностью растворов красителя, поскольку в упомянутой работе использовалась двухламповый зеркальный осветитель и не отфильтровывалась ультрафиолетовая часть спектра излучений ламп накачки.

Количественная обработка полученных изображений по методике, описанной в [16], позволила найти ФПК между различными участками торца лазера.

Возможность определения в од-

теле существенную роль играют термические искажения резонатора, возникающие под действием излучения лампы накачки. Таким образом, применение водных растворов вместо спиртовых позволяет увеличить площадь когерентных областей в несколько раз при сравнительно небольшом снижении энергии излучения. Достигнутая на водных растворах пространственная когерентность излучения при ламповой накачке сопоставима с когерентностью твердотельного лазера на рубине с таким же сечением активного элемента и близкими значениями выходной энергии [16].

Авторы выражают благодарность А. Е. Королеву за помощь в обработке экспериментальных результатов.

#### Литература

- [1] Б. И. Степанов, А. И. Рубинов. Усп. физ. наук, 95, 45, 1968.
- [2] М. Басс, Т. Дейч, М. Вебер. Усп. физ. наук, 105, 521, 1971.
- [3] H. Walther. Colloq. Inter. du C. N. R. S., № 217, 73, 1974.
- [4] И. В. Антонов, С. А. Михнов, В. С. Прокудин, А. Н. Рубинов, Б. И. Степанов, Б. В. Скворцов, Ж. прикл. спект., 14, 151, 1971.
- [5] Ф. И. Палтаков, Б. А. Барихин, Л. В. Суханов. Письма ЖЭТФ, 19, 300, 1974.
- [6] P. Anliker, M. Gassman, H. Weber. Opt. Comm., 5, 137, 1972.
- [7] А. В. Аристов, Ю. С. Маслюков, Ж. прикл. спект., 13, 1002, 1970.
- [8] А. В. Аристов, Д. А. Козловский, А. С. Черкасов. Опт. и спект., 29, 416, 1970.
- [9] М. И. Дзюбенко, И. Г. Науменко, В. П. Пелипенко, С. Е. Солдатенко. Письма ЖЭТФ, 18, 43, 1973.
- [10] L. Vize, F. Pinter, L. Gati. Acta phis. et chem. Szeged, 18, 107, 1972.
- [11] Д. И. Стаселько, В. Л. Стригун. Опт. и спект., 39, 170, 1975.
- [12] D. B. Luten. Jr. Phys. Rev., 45, 161, 1934.
- [13] А. Вайсберг, Э. Проскауэр, Дж. Риддик, Э. Тупс. Органические растворители, 92. ИЛ, М., 1958.
- [14] А. В. Аристов, Ю. С. Маслюков. Опт. и спект., 35, 1138, 1973.
- [15] Д. И. Стаселько, Ю. И. Денисюк. Опт. и спект., 28, 323, 1970.
- [16] Д. И. Стаселько, В. Б. Ворониц, А. Г. Смирнов. Опт. и спект., 34, 561, 1973.

Поступило в Редакцию 20 августа 1975 г.

УДК 539.1.01

## ИЗУЧЕНИЕ СЕЧЕНИЙ КОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ ФОТОНОВ АТОМОМ И ИОНАМИ ЦИНКА

З. И. Купляускис и А. В. Купляускене

1. Сечения когерентного рассеяния рентгеновских и  $\gamma$ -лучей обычно рассчитываются в приближении формфактора [1]. Это приближение пригодно для изучения когерентного рассеяния фотонов с энергиями, не превышающими 0.5 МэВ, так как для больших энергий налетающего кванта этим методом получают завышенные результаты [2]. С другой стороны, при больших энергиях налетающего  $\gamma$ -кванта становятся важными другие процессы, такие как ядерное томсоновское, ядерное резонансное и дельбрюксовое рассеяния, что препятствует измерению сечений релеевского рассеяния [3].

Сечения когерентного рассеяния фотонов для энергий налетающего фотона от 0.5 кэВ до 0.2 МэВ атомами от гелия до железа в основных состояниях с использованием аналитических решений уравнений Хартри—Фока рассчитаны в работе [4]. Дифференциальные сечения когерентного рассеяния  $\gamma$ -лучей атомами Zn, Mo, Sn, Nd, Ta и Pa при помощи решений релятивистских уравнений Хартри—Фока и выражения для «исправленного формфактора» [5] получены в [6]. Энергия налетающего  $\gamma$ -кванта изменялась от 145 до 750 кэВ.

В эксперименте под действием поля электромагнитной волны часть атомов ионизирована и возбуждена. Ввиду того что дифференциальные сечения когерентного рассеяния фотонов изучались для основных состояний нейтральных атомов [4, 6], целесообразно рассмотреть изменение сечений рассеяния при возбуждении и ионизации атомов. Наличие теоретических результатов для атома цинка, полученных при помощи решений релятивистских уравнений Хартри—Фока и выражения для «исправленного формфактора», является хорошим случаем для изучения пригодности используемого приближения.

В нашей работе рассмотрено изменение дифференциального сечения когерентного рассеяния рентгеновских и  $\gamma$ -лучей при переходе от основного состояния атома цинка  $4s^2$  к возбужденному  $4s4p$ . Также изучено изменение сечения рассеяния при переходе от атома цинка к ионам  $Zn^+$  и  $Zn^{2+}$ . Кроме этого, рассмотрены сечения когерентного рассеяния фотонов изоэлектронными цинку ионами  $Ga^+$  и  $Ge^{2+}$ .