

29. Гольдорт В. Г., Захарьяш В. Ф., Курневич Б. А. Широкополосный блок фазо-частотной привязки лазеров.— ПТЭ, 1979, № 2.
30. Evenson K. M. et al. Accurate frequencies of molecular transitions used in laser stabilization: the 3.39  $\mu\text{m}$  transition in  $\text{CH}_4$  and the 10.18  $\mu\text{m}$  transitions.— Appl. Phys. Lett., 1973, vol. 22, p. 192.
31. Blaney T. G. et al.— J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, vol. 9, p. 1323.
32. Домнин Ю. С., Кошеляевский М. Б., Татаренков В. М., Шумяцкий П. С. Абсолютные измерения частот лазеров ИК-диапазона.— Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 273.
33. Knight D. J. E., Edwards G. J., Pears P. R., Cross N. R.— IEEE Trans. Instrum. Meas., 1980, vol. IM-29, p. 257.
34. Домнин Ю. С., Кошеляевский М. Б., Татаренков В. М., Шумяцкий П. С. Измерение частоты He — Ne/ $\text{CH}_4$ -лазера.— Письма в ЖЭТФ, т. 34, с. 175.

*Поступила в редакцию 18 ноября 1982 г.*

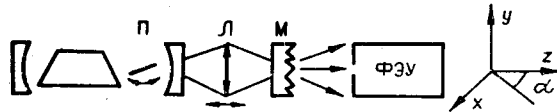
УДК 621.375

И. И. СУХАНОВ  
(Новосибирск)

### ОЦЕНКА РАДИУСА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ МНОГОМОДОВОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА ПО КОНТРАСТУ СПЕКЛОВ

Низкое быстродействие существующих методов исследования пространственной когерентности лазерного излучения [1, 2] объясняется, во-первых, многоступенчатостью процесса измерения, во-вторых, тем, что лазерные поля пространственно и статистически неоднородны, поэтому для них степень пространственной когерентности  $\gamma$  является сложной многомерной функцией координат точек измерения  $\mathbf{r}_1 = \{x_1, y_1\}$  и  $\mathbf{r}_2 = \{x_2, y_2\}$  [3]. Эти методы практически непригодны для измерений, когда  $\gamma$  зависит от времени, как, например, в импульсных лазерах, либо от другого изменяющегося параметра, как это имеет место при пространственной самосинхронизации поперечных мод [4]. В подобных ситуациях часто не требуется детальной информации о структуре  $\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ . Для качественной индикации когерентности достаточно знать соотношение между диаметром пучка  $d$  и радиусом пространственной корреляции  $\rho_k$  — расстоянием  $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ , на котором  $\gamma$  заметно уменьшается. Поле можно считать когерентным, если  $\rho_k \gg d$ , и частично-когерентным, если  $\rho_k \leq d$ . Однако в настоящее время не существует прямых методов измерения  $\rho_k$  или  $\rho_k/d$ , необходимых для синхронной индикации корреляционных свойств пучка. Основой для разработки такого метода могут послужить результаты исследования дифракционной картины спеклов, возникающей при освещении диффузного рассеивателя излучением лазера. Известно, что при увеличении числа поперечных мод (и соответственно уменьшении отношения  $\rho_k/d$  [3]) в диффузно рассеиваемом опорном пучке при регистрации голограммы сфокусированного изображения снижается контраст интерференции в плоскости голограммы [5]. Контраст спеклов в плоскости изображения шероховатой поверхности, освещаемой квазимонохроматическим тепловым излучением, монотонно зависит от средней высоты шероховатостей, а при данной шероховатости — от  $\rho_k$  поля в плоскости рассеивателя [6]. Если же рассеиватель освещается узким пучком когерентного излучения  $\text{TEM}_{00}$  моды He — Ne-лазера, то контраст спеклов дифрагировавшего излучения за рассеивателем зависит от шероховатости только в пределах приосевой области, диаметр которой не превышает двух диаметров нерассеянного пучка в плоскости наблюдения, а вне этой области контраст стремится к единице [7]. В данной работе исследуется угловая зависимость контраста спеклов,

Рис. 1. Схема экспериментальной установки.



возникающих при дифракции частично-когерентного многомодового лазерного пучка на прозрачном диффузном рассеивателе. Показано, что контраст определяется главным образом числом поперечных мод и слабо зависит от угла рассеяния. На контраст незначительно влияет изменение в широких пределах размера пучка в плоскости рассеивателя и распределение интенсивности в поперечном сечении. Простейшим аналогом исследования пространственной когерентности по диффузно рассеянному излучению может служить использовавшееся для этой же цели «перемешивание» пучка на регулярной структуре (на дифракционной решетке [8]) или в интерферометре Майкельсона с переворотом волнового фронта [9].

Схема эксперимента изображена на рис. 1. Резонатор He—Ne-лазера ( $\lambda = 0,63$  мкм) длиной 1,7 м был образован сферическими зеркалами ( $R = 2$  м). В качестве активного элемента использовалась трубка ЛГ-36 с внутренним диаметром 5,5 мм. Максимальный индекс генерируемых поперечных мод  $N_{\max}$  контролировался с помощью двух внутрирезонаторных диафрагм. Моды  $TEM_{m_0}$  или  $TEM_{0n}$  выделялись внутрирезонаторной целью, ориентированной соответственно вдоль оси  $x$  или  $y$ . Отдельные моды селективировались непрозрачной пластинкой П, помещавшейся в одну из узловых линий моды. На рис. 1 изображено поперечное сечение П. Эта ориентация П соответствует селекции мод  $TEM_{0n}$ . Вращением П можно менять вносимые потери и тем самым увеличивать степень подавления других мод. Несовершенство визуального контроля подавления мод незначительно повлияло на результаты эксперимента. С помощью линзы Л ( $f = 50$  мм) выходной пучок лазера фокусировался на матовой поверхности рассеивателя М, в качестве которого использовалась стеклянная пластинка, обработанная абразивным порошком № 10. Рассеиватель с грубой шероховатостью был выбран в соответствии с результатами [7] для сужения приосевой зоны пониженного контраста. Перемещением Л вдоль оптической оси  $z$  можно было изменять диаметр пучка  $d_M$  в плоскости М. Распределение интенсивности спеклов в рассеянном излучении вдоль оси  $x$ , а также распределение интенсивности в пучке в отсутствие рассеивателя М регистрировались с помощью ФЭУ с диафрагмой на фотокатоде диаметром 45 мкм. Расстояние от плоскости М до ФЭУ равно 110 мм. По измерениям интенсивности нерассеянного пучка круглого сечения определялась его дифракционная расходимость (см., например, [10]) и зависимость  $d_M$  от расстояния между плоскостью перетяжки пучка и плоскостью М при  $N_{\max} = 0 \div 12$ . Это в дальнейшем позволило судить о влиянии  $d_M$  на контраст спеклов. Погрешность определения  $d_M$  по уровню 0,02 от максимума мощности равна 8—10%. Картина спеклов регистрировалась в интервале углов рассеяния  $\alpha = 0,04—0,54$  рад. В приосевой зоне ( $\alpha < 0,04$ ), характеризующейся пониженным контрастом [7], измерения не проводились.

Контраст в работе [6] определялся как относительная среднеквадратичная дисперсия интенсивности  $C = \sqrt{\langle \Delta I^2 \rangle} / \langle I \rangle$  с усреднением непрерывной кривой  $I(\alpha)$  по некоторому угловому интервалу  $\Delta\alpha$ . Это усреднение заменялось нами усреднением по ансамблю экстремумов в данном интервале. Общее число регистрируемых экстремумов  $I(\alpha)$  в полном угловом интервале было ограничено разрешением спеклов диафрагмой ФЭУ. Картина спеклов разбивалась на 3—5 равных интервалов, и внутри каждого интервала усреднение проводилось по 30—92 точкам. На рис. 2, а приведены результаты обработки кривых  $I(\alpha)$  для пучков круглого сечения. Абсцисса каждой точки равна абсциссе центра соответствующего углового интервала усреднения. Видно, что при данном  $N_{\max}$

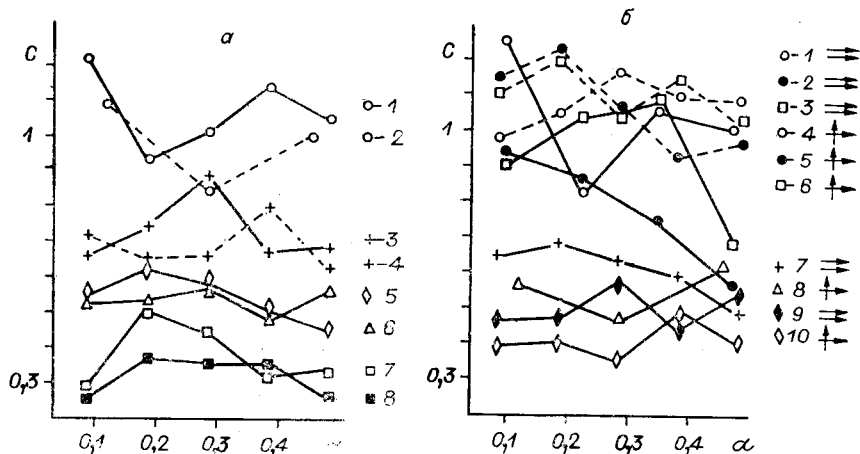


Рис. 2. Зависимость контраста спеклов от угла рассеяния  $\alpha$  для круглого (а) и вытянутого (б) поперечных сечений пучка:

а - 1 -  $N_{\max} = 0$ ,  $d_{M \max} = 0,44$  мм; 2 -  $N_{\max} = 0$ ,  $d_{M \max} = 0,075$  мм; 3 -  $N_{\max} = 1$ ,  $d_{M \max} = 0,52$  мм;  
 4 -  $N_{\max} = 1$ ,  $d_{M \max} = 0,4$  мм; 5 -  $N_{\max} = 3$ ,  $d_{M \max} = 0,43$  мм; 6 -  $N_{\max} = 2$ ,  $d_{M \max} = 0,6$  мм; 7 -  
 $N_{\max} = 8$ ,  $d_{M \max} = 0,6$  мм; 8 -  $N_{\max} = 12$ ,  $d_{M \max} = 0,5$  мм;  
 б - 1 - (10; 0),  $d_{M \max} = 0,46$  мм; 2 - (2; 0),  $d_{M \max} = 0,32$  мм; 3 - (5; 0),  $d_{M \max} = 0,36$  мм;  
 4 - (0; 4),  $d_{M \max} = 0,5$  мм; 5 - (0; 6),  $d_{M \max} = 0,82$  мм; 6 - (0; 9),  $d_{M \max} = 0,67$  мм; 7 -  
 $N_{\max} = 3$ ,  $d_{M \max} = 0,63$  мм; 8 -  $N_{\max} = 5$ ,  $d_{M \max} = 0,36$  мм; 9 -  $N_{\max} = 9$ ,  $d_{M \max} = 0,67$  мм;  
 10 -  $N_{\max} = 9$ ,  $d_{M \max} = 0,97$  мм.

контраст  $C$  слабо зависит от  $\alpha$  не только для моды  $TEM_{00}$  [7], но и для частично-когерентных пучков, несмотря на то что в каждой картине спеклов  $\langle I(\alpha) \rangle$  изменяется на два порядка между крайними интервалами усреднения. С увеличением  $N_{\max}$  контраст в целом снижается, а поскольку  $\rho_k \sim d/N_{\max}$  [3],  $C$  монотонно зависит от  $\rho_k/d$ . Особый интерес представляет переход от пространственно-когерентной моды  $TEM_{00}$  ( $\rho_k \sim \infty$ ) к частично-когерентной суперпозиции мод  $TEM_{00} + TEM_{01}$  ( $\rho_k \sim d$ ). Переход к суперпозиции сильнее влияет на  $C$ , чем шестикратное изменение диаметра пучка моды  $TEM_{00}$  на рассеивателе, что видно из сравнения кривых 1—3. Колебания  $C$  и, как следствие, взаимное пересечение кривых для  $N_{\max} = 0$  и  $N_{\max} = 1$  на отдельных участках связаны, безусловно, с недостаточным количеством точек усреднения: при уменьшении  $\Delta\alpha$  эти колебания возрастают. Слабое влияние вариаций  $d_M$  при данном  $N_{\max}$  сохраняется и при  $N_{\max} > 1$ . Таким образом,  $C$  определяется в основном  $N_{\max}$ , т. е. отношением  $\rho_k/d$ .

На рис. 2, б приведены результаты измерений контраста спеклов, создаваемых излучением суперпозиций мод  $TEM_{0n}$  или  $TEM_{m0}$  с вытянутым в поперечном сечении пучком. Как известно, поле любой поперечной моды пространственно-когерентно ( $|\gamma(r_1, r_2)| \equiv 1$ , т. е.  $\rho_k \sim \infty$ ) независимо от распределения интенсивности. Поле суперпозиции нескольких не вырожденных по частоте поперечных мод, у которых изменяется только один поперечный индекс, полностью когерентно вдоль любого направления, параллельного узловым линиям мод, а в перпендикулярном направлении  $\rho_k \sim 1/N_{\max}$  [3]. На рис. 2, б справа от номеров кривых и условных обозначений скрещенными или параллельными стрелками показана взаимная ориентация поперечного сечения (т. е. направления  $d_{M \max}$ ) пучка и направления регистрации  $I(\alpha)$ . Под рисунком в скобках указаны поперечные индексы «чистой» моды  $m0$  или  $0n$  либо  $N_{\max}$ , а также  $d_{M \max}$  пучка. Характер зависимости  $C$  от  $N_{\max}$  такой же, как и для круглого пучка, по крайней мере, в области  $\alpha = 0,1 \div 0,4$ :  $C$  слабо зависит от  $\alpha$  и с увеличением  $N_{\max}$  уменьшается. Причем для «чистых» мод все кривые как на рис. 2, а, так и на рис. 2, б расположены выше кривых для частично-когерентных пучков и сосредоточены в одном интервале значений  $C$  вблизи единицы. По рис. 2, б можно уточнить вывод, сделанный для пучков круглого сечения: контраст спек-

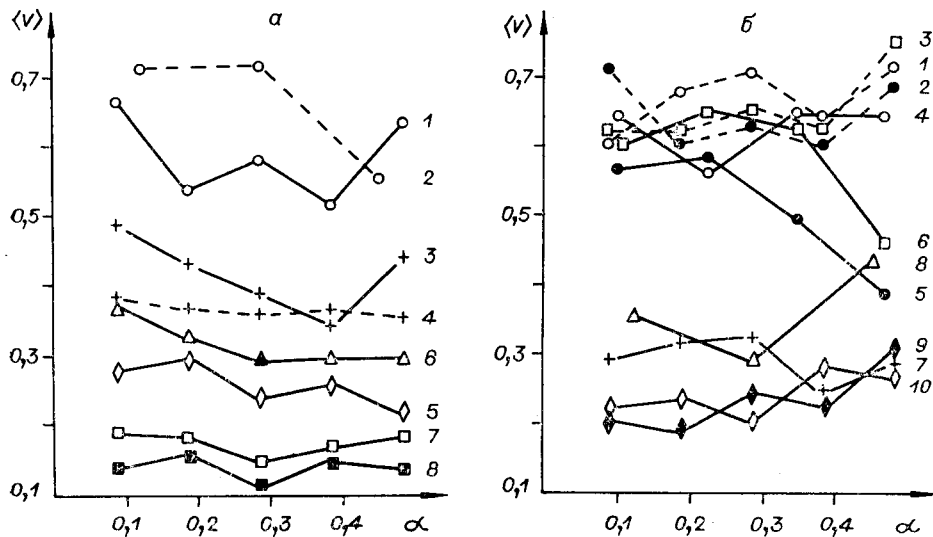


Рис. 3. Зависимость видности спеклов от угла рассеяния  $\alpha$  для круглого (а) и вытянутого (б) поперечных сечений пучка.

лов слабо зависит от распределения интенсивности моды и определяется в основном минимальным радиусом пространственной корреляции по всем возможным направлениям. Снижение  $C$  в области  $\alpha > 0,4$  для некоторых «чистых» мод объясняется, возможно, примесью других мод.

Несмотря на очевидную возможность определять по контрасту спеклов относительный радиус пространственной корреляции пучка  $\rho_k/d$ , этому методу присущи и определенные недостатки. Например, на контраст влияют большие выбросы  $I(\alpha)$ , он зависит от длины усредняемой выборки даже при однородной картине спеклов. В связи с этим был исследован другой, более «оптический» способ статистической обработки спеклограмм, когда усредняется локальная видность спеклов  $V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$ , где  $I_{\max}$ ,  $I_{\min}$  — значения соседних экстремумов  $I(\alpha)$ . Традиционно эта величина характеризует однородные и квазиоднородные интерференционные картины, у которых  $I_{\max}$ ,  $I_{\min}$  слабо меняются от периода к периоду. Нетрудно показать, что для однородной бесконечной интерференционной картины  $C = V$ . На рис. 3, а, б представлены результаты обработки этим способом тех же картин спеклов, что и на рис. 2, а, б, и с теми же обозначениями. Сравнение рис. 2, а и рис. 3, а показывает, что для данного  $N_{\max}$  колебания  $\langle V \rangle$  заметно меньше, чем колебания  $C$ , и однозначная зависимость  $\langle V \rangle$  от  $N_{\max}$  для круглого пучка при данном  $\alpha$  проявляется более четко, чем для  $C$ . Аналогично на рис. 3, б меньше разброс кривых, соответствующих «чистым» модам, чем на рис. 2, б.

Таким образом, контраст и видность спеклов определяются в основном минимальным радиусом пространственной когерентности поля на рассеивателе и слабо зависят от угла рассеяния, размеров и формы пучка, а также от распределения интенсивности в пучке, хотя, безусловно, влияние распределения можно заметить. На рис. 3, б кривые 9, 10 для  $N_{\max} = 9$ , когда пучок когерентен в одном направлении, расположены выше кривой 7 на рис. 3, а ( $N_{\max} = 8$ ) для круглого пучка. Необходимо отметить, что сканирование дифрагировавшего пучка проводилось по самой «невыгодной» радиальной линии: вдоль нее крутизна  $\langle I(\alpha) \rangle$  максимальна. Более высокую стабильность результатов усреднения, очевидно, можно получить при сканировании вдоль прямой, не проходящей через центр, либо при круговом сканировании. Измерение  $C$  и  $\langle V \rangle$  состоит из двух параллельных или последовательных этапов: регистрации спеклов и их усреднения. Устройство усреднения ввиду простоты

обработки сигнала может быть реализовано на основе аналоговой или цифровой электроники. Сканирование пространственной картины спеклов  $I(\alpha)$  по фотоприемнику, как и регистрация временных спеклов  $I(t)$ , возникающих за движущимся рассеивателем, позволяет повысить общее быстродействие измерения. Если же регистрировать картину спеклов с помощью матрицы фотоприемников, то при параллельной электронной обработке массива сигналов быстродействие измерений может быть меньше  $10^{-6}$  с, что сравнимо с характерными временами процессов в импульсных лазерах.

Автор благодарит Ю. В. Троицкого за постановку проблемы и плодотворное обсуждение результатов работы и А. И. Рыбина за полезные консультации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мирзаев А. Т., Рахвалов В. В., Степанов В. А. Когерентность излучения лазеров, ч. 2.—Обзоры по электронной технике, сер. 4, 1979, вып. 1 (622) (ЦНИИЭлектроника).
2. Денисюк Ю. Н., Стаселько Д. И. О влиянии структуры поперечных мод источника излучения на изображение, создаваемое голограммой.—Опт. и спектр., 1970, т. 28, с. 323.
3. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику.—М.: Наука, 1981.
4. Саметов А. Р., Суханов И. И., Троицкий Ю. В. Пространственная самосинхронизация поперечных мод в He—Ne-лазере.—Квант. электроника, 1980, т. 9, с. 2023.
5. Клименко И. С., Матинян Е. Г., Скродкий Г. В. Голографическая регистрация сфокусированных изображений в многомодовом излучении лазера.—Опт. и спектр., 1972, т. 33, с. 1139.
6. Fujii H., Asakura T. Statistical properties of image speckle in partially coherent light.—Nouvelle Revue d'Optique, 1975, vol. 6, p. 5.
7. Ohtsubo J., Asakura T. Statistical properties of laser speckle produced in the diffractive field.—Appl. Opt., 1977, vol. 16, p. 1742.
8. Амбарцумян Р. В., Басов Н. Г., Крюков П. Г., Летохов В. С. Оптический квантовый генератор с нерезонансной обратной связью.—ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 724.
9. Герке Р. Р., Денисюк Ю. Н., Локшин В. И. Метод контроля когерентности излучения оптических квантовых генераторов, применяемых в голографии.—ОМП, 1968, № 7.
10. Климков Ю. М. Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами.—М.: Сов. радио, 1978.

Поступила в редакцию 28 ноября 1982 г.

УДК 621.39.1 : 621.378 : 532.574

Г. А. КАЩЕЕВА, В. С. СОБОЛЕВ

(Новосибирск)

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОРОГОВОГО СПОСОБА ОБРАБОТКИ ДОПЛЕРОВСКОГО СИГНАЛА

Известно [1—3], что наличие в измерительном объеме одновременно нескольких рассеивающих частиц и их случайное положение в потоке приводит к существенным флуктуациям частоты доплеровского сигнала, являющейся мерой скорости. Эти флуктуации, называемые фазовым шумом [4], могут достигать значительных величин и существенно ограничивают точность оценки турбулентных пульсаций скорости. Анализ мгновенной частоты доплеровского сигнала, полученного от двух частиц, движущихся с одинаковой скоростью, показал, что ее максимальные выбросы соответствуют минимуму амплитуды и, наоборот, при больших значениях огибающей сигнала его частота практически не изменяется. На основании этих результатов в 1972 г. [5] предложен и реализован [1] пороговый способ обработки доплеровского сигнала, заключающийся в