

Д.И. Дмитриев¹, И.В. Иванова¹, В.С. Сиразетдинов¹, Д.Г. Титтертон²

Статистика флуктуаций структурного состояния лазерного пучка, возмущенного струей авиационного двигателя

¹ НИИ комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем,
г. Сосновый Бор, Ленинградская область, Россия
² DSTL, Farnborough, Hants GU14 OLX, UK

Поступила в редакцию 12.05.2003 г.

Показано, что при прохождении лазерного пучка через сильно турбулизованную струю авиадвигателя могут наблюдаться импульсы с квазирегулярной пространственной структурой и высокой угловой концентрацией излучения. Определены вероятности появления таких «квазирегулярных» импульсов для разных условий эксперимента и разных длин волн излучения ($\lambda = 1,06$ и $0,53$ мкм). Анализ экспериментальных данных показал, что в зависимости от режима течения струи статистика случайной последовательности квазирегулярных импульсов может подчиняться как закону Пуассона, так и биномиальному закону. Определены усредненная угловая ширина и дисперсия случайных смещений центроида пучков, пересекающих струю вблизи оси и вблизи ее боковой границы.

Введение

Исследования флуктуаций структурного состояния лазерного пучка в атмосфере актуальны как с точки зрения развития теоретических моделей воздействия турбулентной атмосферы на лазерное излучение [1], так и с точки зрения практических приложений, поскольку результаты позволяют оценить и оптимизировать условия эффективной работы лазерных информационных систем в условиях помех [2, 3]. Спорадическая смена стохастического состояния возмущенного пучка, когда он разбит на множество спеклов, другим — квазирегулярным, характеризуемым относительно слабыми его возмущениями, обусловлена эффектом перемежаемости структуры вихревых образований в зоне, пересекаемой пучком. Такое поведение пучка неоднократно наблюдалось в естественной атмосфере [1, 2]. В настоящей статье рассматриваются подобные флуктуации структуры пучка, пересекающего струю турбореактивного авиационного двигателя — зону с уровнем турбулентности, характеризуемым структурной характеристикой $C_n^2 \sim 10^{-9} \text{ м}^{-2/3}$, т.е. на 4–6 порядков превышающим уровень турбулентности естественной атмосферы.

1. Экспериментальные исследования

Условия и полная оптическая схема эксперимента подробно описаны в предыдущем сообщении [4], поэтому в настоящей работе приводятся только важные детали эксперимента.

Источником турбулентной струи являлся турбореактивный двигатель типа Р-25–300 с диаметром сопла 55 см. В экспериментах измерялись средняя температура в струе на выходе двигателя $T \approx 380$ °С

и ее средняя скорость на оси на расстоянии 1 м от среза сопла $V \approx 600$ км/ч. Было выполнено два цикла экспериментов в условиях, отличающихся лишь положением линии пересечения лазерным пучком поперечного сечения струи. В первом случае пучок пересекал струю поперек оси на расстоянии $\sim 0,1D$ от боковой границы, где D — диаметр струи. Во втором — пересекал струю по ее диаметру. В зоне пересечения диаметр струи составлял 0,7–0,8 м. В экспериментах лазерный пучок пересекал струю вблизи нижней боковой границы на расстоянии 5–10 см от нее. При этом сопло двигателя было направлено вверх под углом $\sim 20^\circ$ к горизонтальной плоскости, чтобы избежать возникновения вблизи исследуемой зоны воздушных потоков, отраженных от земли, и исключить их воздействия на результаты измерений. Отметим, что угловой раствор струи составлял величину $\phi \sim 35^\circ$.

Измерения проводились для коллимированных лазерных пучков различного диаметра — 10 и 30 мм — с равномерным распределением интенсивности в пределах апертурной диафрагмы, расположенной на расстоянии ~ 2 м от границы струи авиадвигателя, длины волн излучения $\lambda = 1,06$ и $0,53$ мкм. Лазер работал на частоте 12,5 Гц, длительность импульса составляла 20–30 нс. Запись поперечных сечений лазерного пучка производилась в каждом импульсе излучения одновременно на двух длинах волн с помощью ПЗС-камер, расположенных в фокальной плоскости приемного объектива большого диаметра (30 см) с фокусным расстоянием 270 см, с тем, чтобы обеспечить полный перехват возмущенных пучков. Дистанция от апертурной диафрагмы до объектива ~ 80 м.

Отметим, что изображения, записанные в такой схеме регистрации, характеризуют угловой спектр

возмущенного турбулентной струей лазерного пучка. В процессе измерений для каждого из перечисленных выше вариантов эксперимента было зарегистрировано не менее 1500 кадров. Следует отметить, что такая организация измерений обеспечивала запись «мгновенных» изображений лазерных пучков с различными длинами волн, прошедших через одни и те же неоднородности в высокоскоростной турбулентной струе.

На рис. 1 представлены примеры «мгновенных» фотографий поперечных сечений лазерных пучков, зарегистрированных ПЗС-камерой. При анализе всей совокупности записанных кадров было обнаружено, что при пересечении «1-микронным» лазерным пучком периферии струи наблюдается заметное количество кадров, демонстрирующих высокую угловую концентрацию излучения, т.е. пучок имеет квазирегулярную структуру ядра углового распределения в эти моменты. Такие распределения отмечены указательной стрелкой в кадрах, приведенных на рис. 1. Можно полагать, это и есть следствие эффекта перемежаемости структуры вихревых образований в турбулентной струе.

Вполне естественно было ожидать такой результат при пересечении пучком приграничной области струи — зоны, где высока вероятность случайной во времени смены сильно- и слаботурбулизованного состояний среды. Однако, как выяснилось в результате обработки данных, такой эффект имеет место и при пересечении узким (10 мм) «1-микронным» пучком струи по ее диаметру. В то же время для «1-микронного» пучка диаметром 30 мм частота реализации квазирегулярной структуры углового спектра пучка крайне низка в такой экспериментальной ситуации.

В экспериментах с «полумикронным» излучением наблюдалась другая картина — практически всегда угловое распределение интенсивности возмущенного лазерного пучка было стохастическим.

Качественные результаты визуального анализа частоты появления «квазирегулярных» импульсов подтверждаются и статистической обработкой полученных представительных ансамблей случайных реализаций распределения интенсивности в поперечных сечениях пучка. В табл. 1 представлены полученные в эксперименте значения статистической

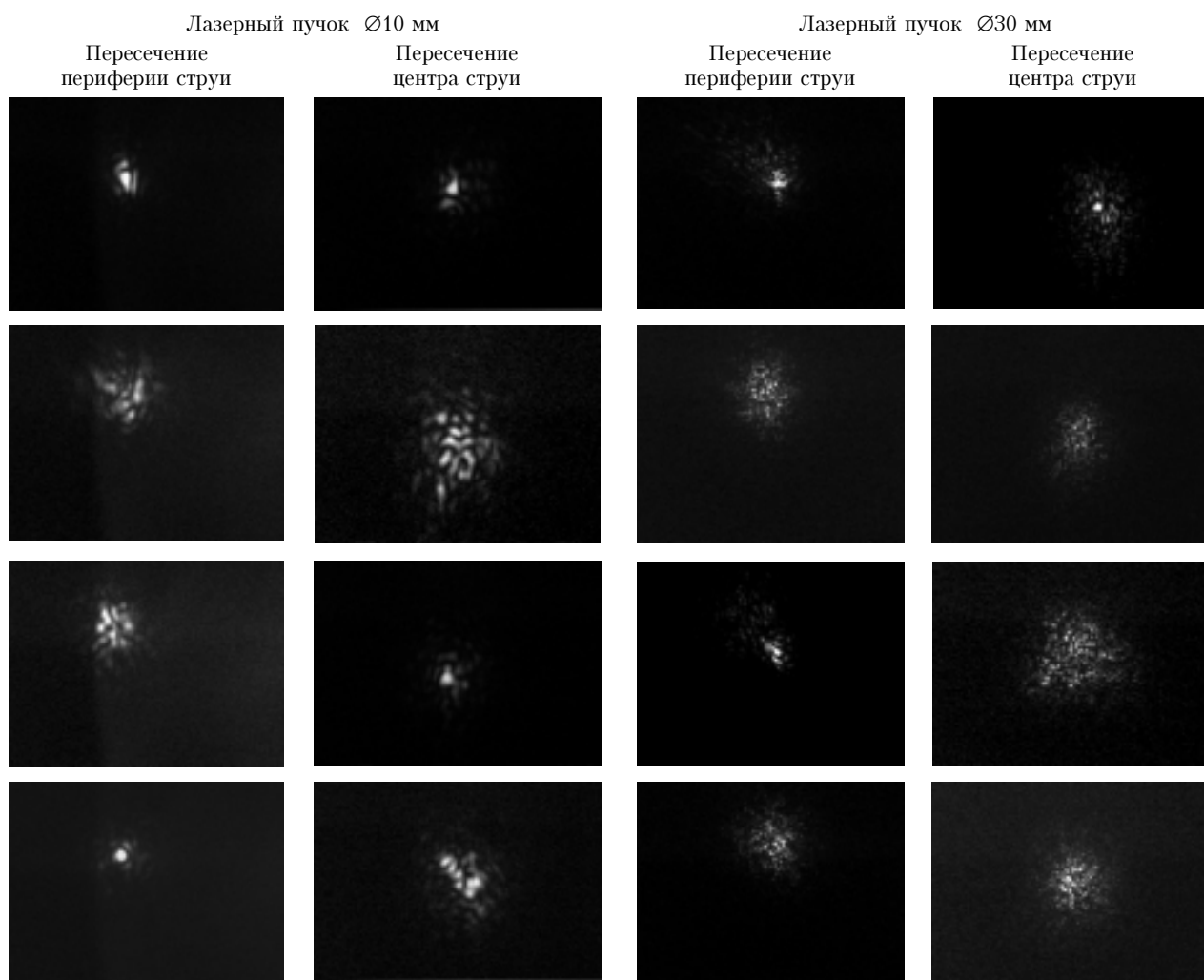


Рис. 1. «Мгновенные» изображения распределений интенсивности возмущенных лазерных пучков в фокальной плоскости объектива приемной системы; $\lambda = 1,06$ мкм. Стрелками указаны примеры распределений с «квазирегулярной» структурой

вероятности появления импульсов излучения с квазирегулярной пространственной структурой ядра углового распределения $\alpha = N_{qr}/N_t$, где N_{qr} — число квазирегулярных импульсов, а N_t — полное число импульсов, обработанных в данном экспериментальном цикле.

Таблица 1
Статистическая вероятность $\alpha = N_{qr}/N_t$ прохождения через струю авиадвигателя импульсов излучения с квазирегулярной структурой ядра углового распределения

Параметры пучка	$\lambda = 1,06$ мкм		$\lambda = 0,53$ мкм	
	$\varnothing 30$ мм	$\varnothing 10$ мм	$\varnothing 30$ мм	$\varnothing 10$ мм
Пересечение периферии струи	0,070	0,102	0,021	0,017
Пересечение центра струи	0,010	0,071	0,004	0,007

Отметим, что для 10-миллиметрового «1-микронного» пучка наблюдаемое число квазирегулярных импульсов в зависимости от времени наблюдения или, что эквивалентно, от общего числа импульсов, записанных к данному моменту времени, в обеих геометриях пересечения струи росло практически линейно лишь с небольшими случайными отклонениями (не более 10%) от аппроксимирующей зависимости прямой, что свидетельствует о стационарности случайного процесса. Это же имеет место и для 30-миллиметрового пучка, проходящего через периферию струи, когда относительно велика частота появления импульсов с квазирегулярной структурой. В остальных случаях, характеризующихся в табл. 1 очень малыми значениями статистической вероятности α , зависимость числа квазирегулярных импульсов от времени имеет большую флуктуационную составляющую (40–50%), т.е. процесс, строго говоря, нельзя рассматривать как стационарный.

Поскольку и само число наблюдаемых событий, зарегистрированных в этих экспериментах, оказывается очень малым, то проводить анализ статистических закономерностей случайного процесса в этих случаях не имеет смысла. В связи с этим далее в статье анализируется статистика случайных последовательностей квазирегулярных импульсов лишь в экспериментах, в которых наблюдаемый случайный процесс близок к стационарному.

2. Статистика флуктуаций структурного состояния лазерного пучка

Во многих практических приложениях важно знать, какому статистическому закону подчиняется случайная последовательность квазирегулярных импульсов. Независимость наблюдаемых случайных событий и малая величина статистической вероятности их наступления α дают основания предположить, что это будет закон Пуассона:

$$P(N_{qr}, \alpha \frac{t}{T}) = \frac{(\alpha \frac{t}{T})^{N_{qr}}}{N_{qr}!} e^{-\alpha \frac{t}{T}}, \quad (1)$$

где $P(N_{qr}, \alpha t/T)$ — вероятность появления N_{qr} квазирегулярных импульсов в течение времени наблюдения t ; T — период следования лазерных импульсов.

Проверить данное предположение можно следующим образом. Известно [5], что если поток случайных событий подчиняется статистике Пуассона, то плотность вероятности для временного интервала τ между соседними событиями должна подчиняться экспоненциальному распределению с параметром α :

$$P\left(\alpha, \frac{\tau}{T}\right) = \alpha e^{-\alpha \frac{\tau}{T}}. \quad (2)$$

По экспериментальным данным был выполнен расчет плотности вероятности для временного интервала между соседними квазирегулярными импульсами и проведено сравнение результатов с теоретической зависимостью (2), отвечающей экспериментально измеренному параметру α . Результаты такой обработки данных представлены на рис. 2.

С точностью до статистического разброса видно хорошее соответствие экспериментальных данных экспоненциальному распределению. Отсюда следует, что случайное появление квазирегулярных импульсов, обусловленное эффектом перемежаемости турбулентности в струе авиационного двигателя, подчиняется статистике Пуассона.

Все приведенные выше результаты были получены при работе авиадвигателя в одном и том же рабочем режиме.

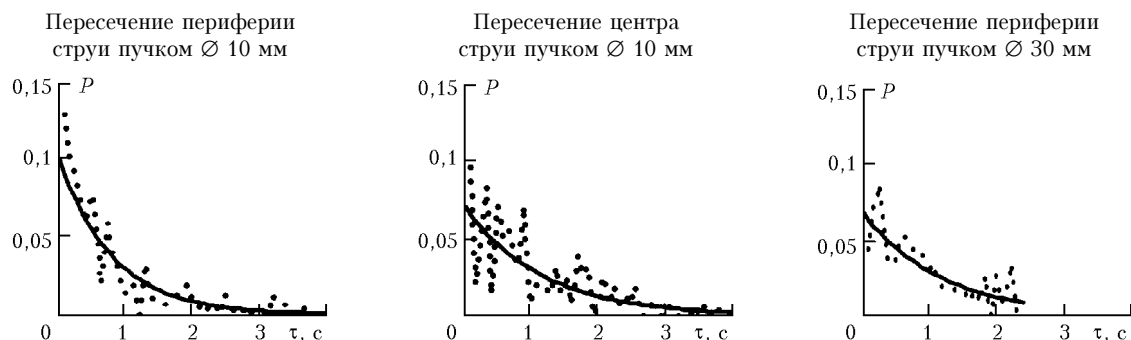


Рис. 2. Плотность вероятности P для временного интервала τ между соседними импульсами с «квазирегулярной» структурой: — теоретический расчет; — экспериментальные данные; длина волны $\lambda = 1,06$ мкм

Рис. 3 демонстрирует, как изменение режима истечения струи авиадвигателя влияет на статистику лазерного пучка. На нем представлена зависимость числа импульсов с квазирегулярной структурой от полного числа лазерных импульсов N , прошедших через струю к данному моменту времени.

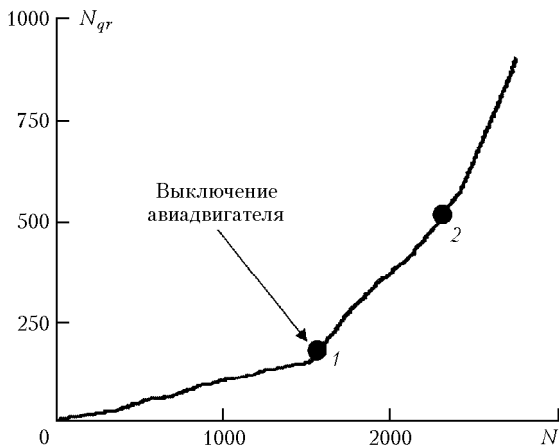


Рис. 3. Зависимость числа импульсов с квазирегулярной пространственной структурой N_{qr} от полного числа импульсов, прошедших к данному моменту времени N

В рассматриваемой ситуации «1-микронный» лазерный пучок диаметром 10 мм пересекал периферию струи, а изображения его угловых распределений интенсивности записывались не только в штатном режиме работы двигателя, но и после момента отключения подачи топлива, обозначенного точкой 1. Длина волны излучения равнялась 1,06 мкм.

Проанализируем результаты в интервале времени между точками 1 и 2, в котором после выключения двигателя турбулентный горячий поток еще существует за счет догорания остатков топлива и инерционного вращения турбин двигателя. В этом интервале зависимость числа квазирегулярных импульсов от числа импульсов лазера тоже почти линейная, но в точке выключения двигателя резко меняется ее угол наклона, характеризующий вероятность появления квазирегулярных импульсов. До точки 1 статистическая вероятность $\alpha = 0,1$, между точками 1 и 2 ее среднее значение становится равным 0,4. На этом участке плотность вероятности для интервалов времени между соседними импульсами уже не соответствует экспоненциальному распределению (2) с вычисленным параметром $\alpha = 0,4$, что видно из рис. 4, а.

Следовательно, в данном режиме последовательность квазирегулярных импульсов не подчиняется закону Пуассона.

Можно предположить, что эта последовательность будет подчиняться биномиальному распределению вероятности, предельным случаем которого является закон Пуассона. Для проверки этой гипотезы было получено теоретическое выражение плотности вероятности для интервалов между соседними импульсами с квазирегулярной пространственной структурой в последовательности, подчиняющейся биномиальному распределению:

$$P\left(\alpha, \frac{\tau}{T}\right) = \ln\left(\frac{1}{1-\alpha}\right) e^{-\left[\ln\left(\frac{1}{1-\alpha}\right)\right] \frac{\tau}{T}}. \quad (3)$$

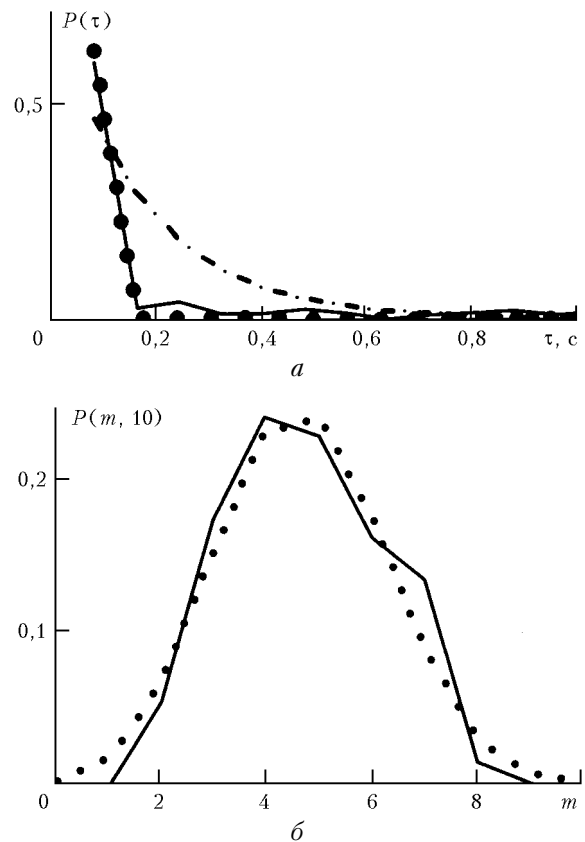


Рис. 4. Плотность вероятности $P(\tau)$ для интервала времени τ между соседними «квазирегулярными» импульсами: — теоретический расчет для последовательности импульсов, подчиняющихся биномиальному распределению; -.-.- — теоретический расчет для последовательности импульсов, подчиняющихся распределению Пуассона; — экспериментальные данные (а); вероятность $P(m, 10)$ прохождения m «квазирегулярных» импульсов через турбулентную струю в последовательности из 10 лазерных импульсов: — теоретический расчет; — экспериментальные данные (б)

Как видно, это тоже экспоненциальное распределение, но с заменой параметра $\alpha \Rightarrow \ln(1/1-\alpha)$. Плотность вероятности, рассчитанная на основе распределения (3), также приведена на рис. 4, а. Видно, что экспериментально полученная плотность вероятности хорошо согласуется с теоретическим предсказанием: почти совпадают вероятности минимального интервала и очень мала вероятность интервалов с длительностью $\tau > T$.

Гипотеза о справедливости в данных условиях эксперимента биномиального распределения для вероятности появления квазирегулярных импульсов была проверена и другим методом. Интервал между точками 1 и 2 был разделен на участки, в каждом из которых через струю проходило 10 лазерных импульсов. Всего таких участков оказалось 80, что вполне достаточно для статистической обработки.

**Среднеквадратическое угловое смещение
центроида лазерного пучка в горизонтальном σ_x
и вертикальном σ_y направлениях**

Параметры пучка*		$\lambda = 1,06$ мкм		$\lambda = 0,53$ мкм	
		$\varnothing 30$ мм	$\varnothing 10$ мм	$\varnothing 30$ мм	$\varnothing 10$ мм
Пересечение периферии струи	θ_x	44	69	106	166
	θ_y	65	98	92	145
Пересечение центра струи	θ_x	51	85	117	170
	θ_y	80	130	134	186
Струи нет	θ_x	7	6	16	25
	θ_y	10	7	11	12

* См. примечание к табл. 2.

В результате обработки экспериментальных данных был вычислен ряд распределения вероятности появления m квазирегулярных импульсов в серии из 10 лазерных импульсов. На рис. 4, б показаны как эти экспериментальные данные, так и результаты теоретического расчета, полученные для биномиального распределения:

$$P_m = C_{10}^m \alpha (1 - \alpha)^{10-m},$$

где C_{10}^m – число сочетаний из 10 по m ($m = 0, 1, \dots, 10$). Из рис. 4, б видно, что экспериментально полученное распределение вероятности очень хорошо согласуется с рассчитанным биномиальным при значении $\alpha = 0,4$, полученном для данного режима работы авиадвигателя.

Рассмотрим теперь усредненные пространственные характеристики пучков возмущенных струей авиадвигателя.

Табл. 2 представляет усредненные по ансамблю реализаций (около 1500 кадров для каждого экспериментального случая) значения угловой полуширины лазерного пучка в вертикальном (θ_y) и горизонтальном (θ_x) сечениях углового распределения интенсивности. Отметим, что координатная ось сечения пучка OX параллельна оси струи, а вертикальная OY ортогональна ей.

Таблица 2

**Полуширина углового спектра пучка
по уровню $(1/e) I_{\max}$ в горизонтальном (θ_x)
и вертикальном (θ_y) направлениях**

Параметры пучка		$\lambda = 1,06$ мкм		$\lambda = 0,53$ мкм	
		$\varnothing 30$ мм	$\varnothing 10$ мм	$\varnothing 30$ мм	$\varnothing 10$ мм
Пересечение периферии струи	θ_x	115 ± 20	125 ± 20	360 ± 40	340 ± 40
	θ_y	155 ± 20	170 ± 20	440 ± 50	390 ± 40
Пересечение центра струи	θ_x	140 ± 20	145 ± 20	415 ± 50	420 ± 50
	θ_y	205 ± 30	220 ± 30	470 ± 60	505 ± 60
Струи нет	θ_x	26 ± 5	31 ± 5	22 ± 5	39 ± 6
	θ_y	26 ± 5	42 ± 6	22 ± 5	46 ± 6

Примечание. θ_x и θ_y – в микроградусах.

В табл. 3 представлены усредненные значения дисперсии (σ_y и σ_x) случайных угловых смещений центроида пучка под воздействием турбулентной струи.

Отметим, что оценка величины структурной постоянной для турбулентной струи, полученная в [4] из данных по угловой полуширине «1-микронного» пучка, возмущенного центральной областью струи, дала значение $C_n^2 \approx 1,5 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-2/3}$.

Прежде всего, отметим то обстоятельство, что угловая расходимость «полумикронного» лазерного пучка в 2,5–3 раза превышает угловую расходимость «1-микронного» пучка, а дисперсия угловых смещений – в 2–2,5 раза.

Этот экспериментальный факт детально анализировался в работах [4, 6], где было показано, что такой результат свидетельствует о заметном отличии пространственного спектра неоднородностей показателя преломления от обычно применяемого спектра Кармана – его необходимо дополнить компонентами в области высоких пространственных частот $\xi \geq 1000 \text{ м}^{-1}$. Неоднородности такого масштаба ($\leq 1 \text{ мм}$) сильно искажают kern углового распределения пучка на длине волны излучения $\lambda = 0,53$ мкм, а в пучке на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм дают основной вклад в низкоинтенсивные крылья распределения, которые при регистрации «маскируются» фоном ПЗС-камеры. Этим можно объяснить и тот экспериментальный факт, что статистическая вероятность появления импульсов с квазирегулярной пространственной структурой керна углового распределения для случая «1-микронного» излучения оказывается гораздо выше, чем для «полумикронного».

Сравнивая соответствующие усредненные значения угловой полуширины θ и дисперсии смещений центроида σ для случаев пересечения центра и периферии струи лазерным пучком, можно отметить схожесть их зависимости от параметров излучения – диаметра пучка, длины волны.

Может показаться, что единственным отличием является несколько меньший (примерно на 20%) уровень искажений пучка, прошедшего периферию струи. Однако это не так, если рассмотреть сами усредненные картины распределений интенсивности, приведенные на рис. 5.

Отчетливо видно, что в последнем случае распределение интенсивности имеет кометообразный вид. Это имеет место для обеих длин волн излучения, причем наиболее отчетливо – для пучка диаметром 30 мм. Во всех случаях «хвост кометы» направлен к центру пучка, а «ядро» – смещено к боковой границе струи.

Следует отметить, что наблюдение такой картины даже для узкого пучка ($\varnothing 10$ мм) свидетельствует о существенной неоднородности статистических характеристик турбулентности вблизи боковой границы струи.

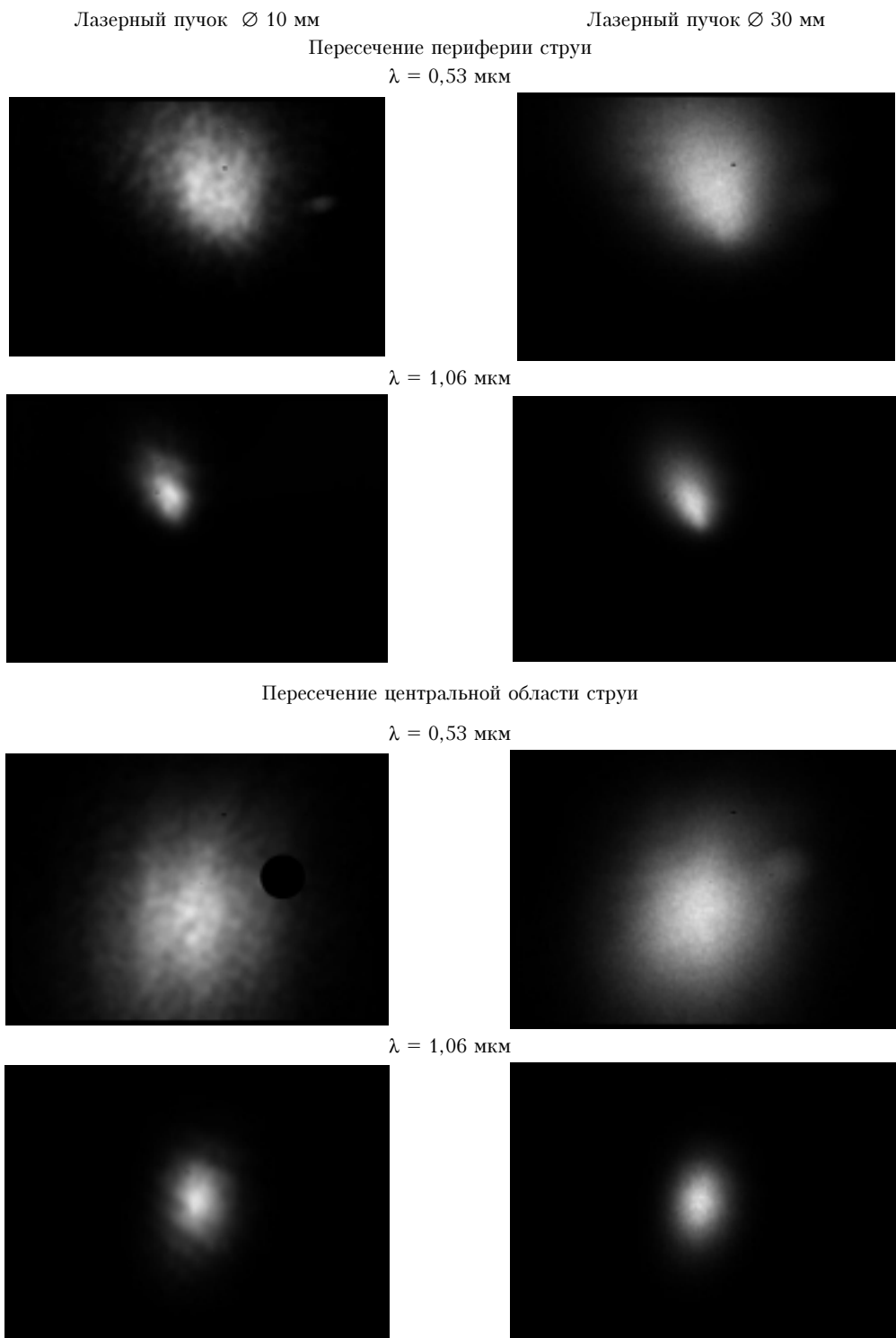


Рис. 5. Изображения усредненных распределений интенсивности возмущенных пучков в плоскости регистрации

Заключение

Проведенные исследования показали, что даже при прохождении лазерных пучков через сильно турбулизованную струю авиадвигателя могут наблюдаться импульсы с квазирегулярной пространственной структурой и высокой угловой концентрацией излучения. Такие «квазирегулярные» импуль-

сы излучения с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм появляются с относительно высокой статистической вероятностью $\alpha \sim 0,07-0,1$ при пересечении струи авиадвигателя вблизи боковой границы лазерными пучками диаметром 30 и 10 мм. Этот эффект обусловлен тем, что в турбулентной среде случайным образом формируются в некоторых масштабах квазигомогенные зоны на пути лазерного пучка и ино-

гда момент их возникновения совпадает с моментом генерации лазерного импульса. В тех же условиях частота появления квазирегулярных импульсов для длины волны излучения $\lambda = 0,53$ мкм оказывается во много раз ниже ($\alpha \leq 0,02$), поскольку на kern углового распределения «полумикронного» излучения оказывает сильное воздействие более широкий спектр присутствующих в струе неоднородностей, включающий мелкомасштабные с пространственными частотами $\xi \geq 1000$ м⁻¹. Если лазерные пучки пересекают центральную область струи, то появление квазирегулярных импульсов имеет заметную статистическую вероятность ($\alpha \sim 0,07$) только для узкого пучка диаметром 10 мм на длине волны излучения $\lambda = 1,06$ мкм.

Анализ экспериментальных данных показал, что в зависимости от режима течения струи статистика случайной последовательности квазирегулярных импульсов может подчиняться как закону Пуассона, так и биномиальному закону. Показано также, что случайные значения интервалов времени между соседними импульсами в среднем имеют экспоненциальное распределение плотности вероятности. При этом следует иметь в виду, что в случае справедливости биномиального закона необходима замена измеренного в эксперименте параметра распределения $\alpha \Rightarrow \ln(1/1 - \alpha)$.

Сравнительный анализ численных значений усредненных по ансамблю реализаций угловой ширины и дисперсии случайных смещений центроида пучка для обеих геометрий пересечения струи (вблизи границы или в центральной области) показал сходство как зависимостей этих величин от длины волны, диаметров пучка, так и других их особенностей. Отличие заметно лишь в общем уровне возмущений пучка — на периферии струи возмущения меньше на ~ 20%. В то же время непосредственное рассмотрение усредненных изображений сечений

возмущенных пучков показало принципиальное различие картин для разных геометрий пересечения струи. В случае пересечения лазерными пучками периферии струи усредненное угловое распределение интенсивности всегда имеет кометообразный вид с «хвостом кометы», ориентированным к оси струи. Данное наблюдение свидетельствует о существенной неоднородности статистических характеристик турбулентности вблизи боковой границы струи в радиальном направлении даже на масштабах лишь в несколько миллиметров.

1. Арсеньян Т.И., Зотов А.М., Короленко П.В., Маганова М.С., Меснянкин А.В. Характеристики лазерных пучков в условиях перемежаемости мелкомасштабной атмосферной турбулентности // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 10. С. 894–899.
2. Вахмянин К.П., Бородин В.Г., Ильин В.В., Чарухчев А.В., Потапов С.Л., Резунков Ю.А., Окулов В.Л., Снежков Г.Ю., Баянов В.И., Лецев А.А., Венедиктов В.Ю., Васильев М.В., Серебряков В.А. Формирование мелкомасштабной структуры лазерных пучков на реальной атмосферной трассе // Оптич. ж. 1999. Т. 66. № 11. С. 47–50.
3. Арсеньян Т.И., Зотов А.М., Короленко П.В., Маганова М.С., Макаров В.Г. Влияние перемежаемости внутреннего масштаба турбулентности на работу лазерных информационных систем // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 63. № 10. С. 2019–2023.
4. Сиразетдинов В.С., Дмитриев Д.И., Иванова И.В., Титтертон Д.Г. Воздействие струи турбореактивного авиационного двигателя на лазерное излучение. Ч. 1. Угловой спектр возмущенного пучка // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 10. С. 900–905.
5. Венцель Е.С., Овчаров Л.А. Теория вероятностей и ее инженерные приложения. М.: Наука, 1988. 480 с.
6. Сиразетдинов В.С., Дмитриев Д.И., Иванова И.В., Титтертон Д.Г. Воздействие струи турбореактивного авиационного двигателя на лазерное излучение. Ч. 2. Случайные блуждания возмущенного пучка // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 10. С. 906–910.

D.I. Dmitriev, I.V. Ivanova, V.S. Sirazetdinov, D.H. Titterton. Statistics of the structural state fluctuations for laser beams disturbed by a jet of aero-engine.

It has been shown that when a laser beam passes through a strongly turbulent aero-engine jet, one can observe pulses with the quasi-regular spatial structure and high angular concentration of radiation. The probability rate for occurrence of such quasi-regular pulses has been determined for various experimental conditions and wavelengths ($\lambda = 1.06$ and 0.53 μm). Analysis of experimental data has shown that depending on the flow conditions the jet statistics of random sequence demonstrated by quasi-regular pulses can obey the Poisson's law or the binomial law. The averaged angular width and dispersion of random displacements for centroids of the beams crossing the jet in proximity to the axis and its side boundary have been determined.