

высокотемпературной зоны. Появление плато на рассматриваемой кривой, вероятно, указывает на существование дополнительного источника атомов Н в предпламенной зоне.

*Поступила в редакцию
26/III 1974*

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Ксандопуло, Б. Я. Колесников, Д. С. Однорог. ФРГ, 1974, 10, 6.
2. В. Н. Кондратьев. Константы скорости газозных реакций. М., «Наука», 1970.
3. А. Ф. Додонов, Г. К. Лавровская, В. Л. Тальрозе. Кинетика и катализ, 1969, 10, 701.
4. Ю. М. Гершензон, В. В. Дубинин и др. Изв. АН СССР, сер. хим., 1972, 464.
5. R. Reid, R. Wheeler. J. Phys. Chem., 1961, 65, 527.
6. C. P. Fenimore, C. W. Jones. J. Phys. Chem., 1958, 62, 693.
7. E. Bulewicz, C. G. James, T. M. Sugden. Proc. Roy. Soc., 1956, A235, 8.
8. Б. В. Карпинский, Ю. А. Рябикин и др. В сб. «Горение и взрыв». М., «Наука», 1972.
9. З. А. Мансуров. Канд. дисс., КазГУ, Алма-Ата, 1973.
10. И. М. Абдурагимов, Г. Я. Дрикер и др. В сб. «Горение и взрыв». М., «Наука», 1972.
11. C. Marsal, C. Lalo-Kourilsky, H. James. Bull. Soc. Chim. France, 1972, 10, 3708.
12. Л. А. Ловачев, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 379.
13. Д. С. Однорог, Б. Я. Колесников и др. В сб. «Ингибирование цепных газовых реакций». Алма-Ата, 1971, 101.

УДК 536.46+535.4

ПОЛУЧЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ И ПЛАМЕН МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОГО ФУРЬЕ-РАЗЛОЖЕНИЯ АМПЛИТУДЫ ЗОНДИРУЮЩЕГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*В. А. Суюшев
(Новосибирск)*

Известно, что использование традиционных шлирен- и теневого методов визуализации пространственной структуры турбулентных потоков и пламен сводится к записи мгновенной двумерной картины распределения соответственно первой и второй производной плотности в среде. Однако полученные распределения не всегда являются конечным результатом и используются в дальнейшем с целью извлечения таких важных характеристик турбулентных сред, как пространственные функции корреляции и среднестатистический масштаб флуктуаций плотности [1, 2].

В работе [1] разработан метод обработки тенеграмм с целью получения пространственных функций корреляции. Корреляционные функции, экспериментально полученные в [2] для свободной струи нагретого воздуха и в следе за снарядом, довольно удовлетворительно описывают лишь область высоких волновых чисел, что может быть связано с ограниченностью пространственной реализации турбулентного поля, зафиксированной на тенеграмме ограниченного размера. К недо-

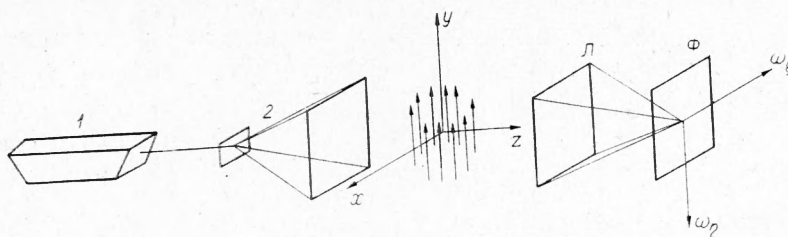


Рис. 1. Схема оптической системы.

1 — лазер; 2 — коллиматор; Л — сферическая линза; Ф — плоскость оптических пространственных частот.

статкам этого метода следует отнести необходимость получения тенеграм в области линейной характеристики фотопластинки, вследствие чего сигнал, записанный в виде пульсирующей по пространству тенеграммы плотности почернения, искажается в области малых и больших плотностей почернения, т. е. там, где характеристика фотопластинки становится нелинейной. Обработка такого искаженного сигнала может привести к существенным изменениям истинной корреляционной функции. К тому же полученная обычным способом тенеграмма есть результат наложения распределений вторых производных по плотности в различных по глубине объекта (в направлении зондирующего пучка света) плоскостях, и, следовательно, полученную с тенеграммы корреляционную функцию необходимо пересчитывать, что предполагает наложение условий однородности и изотропности турбулентного поля, а также условие малости масштаба турбулентности по сравнению с размером турбулентной зоны. И, наконец, следует отметить, что процесс получения качественных мгновенных ширен- и тенеграм, а также их последующая обработка сопряжены с известными экспериментальными трудностями, особенно при исследовании структуры сверхзвуковых газовых потоков и пламен.

Использование простейшей, широко известной в когерентной оптике системы [3] (рис. 1), легко реализуемой на базе стандартного теплеровского прибора с предельной простотой в аппаратном плане, позволяет получить непосредственно двумерный пространственный спектр флуктуаций плотности. Это автоматически исключает использование систем визуализации фазового контраста, скоростной регистрирующей аппаратуры и систем дальнейшей обработки информации с целью получения корреляционных функций. Кроме того, увеличивается точность оценки пространственного спектра флуктуаций плотности за счет временного осреднения, что в случае стационарного процесса эквивалентно осреднению по достаточно большой длине реализации, т. е. соответствует спектру, осредненному в результате обработки большого количества тенеграм.

Рассмотрим оптическую систему, изображенную на рис. 1. Плоская, монохроматическая когерентная волна

$$u = u_0 \exp \{i(\omega_0 t + \varphi_0)\},$$

формируемая коллиматором 2, в качестве которого может служить коллиматор теплеровского прибора, в результате дифракции на оптических неоднородностях турбулентного потока испытывает пространственную фазовую модуляцию (газовый поток будем считать «прозрачным» для данной длины волны зондирующего лазерного излучения). Сферическая линза Л, в качестве которой можно использовать приемную часть теплеровского прибора, синтезирует в плоскости фотопластинки Ф пространственное спектральное разложение по Фурье комплексной амплитуды дифрагированной волны.

Будем считать, что масштаб Фурье-образа практически не зависит от глубины объекта, что реализуется в обычных тепловых системах при условии

$$\frac{\Delta Z}{F} \ll 1, \quad (1)$$

где ΔZ — размер поля вдоль направления лучей; F — фокусное расстояние линзы. Учитывая также малые фазовые искажения плоского фронта волны турбулентным полем флуктуаций плотности, можно ограничиться линейным разложением амплитуды зондирующего излучения

$$u_{\text{мод}} = u_0 \exp \{i(\omega_0 t + \psi(x, y, z, t))\} \approx u_0 \exp \{i\omega_0 t\} \{1 + i\psi(x, y, z, t)\}, \quad (2)$$

где $\psi(x, y, z, t) = \alpha \rho(x, y, z, t)$, $\alpha \ll 1$, а $\rho \sim n(x, y, z, t)$ — показатель преломления среды, флуктуирующий во времени и в пространстве.

Таким образом, для любой фиксированной плоскости $z = z_0$ исследуемого объемного поля с распределением плотности $\psi(x, y, z, t)$ при условии стационарности процесса в широком смысле в интервале времени осреднения T получим распределение интенсивности света, зарегистрированное квадратичным датчиком в плоскости оптических пространственных частот $\Gamma(\omega_\xi, \omega_\eta)$ линзы L в виде [3]

$$I(\omega_\xi, \omega_\eta) = \frac{u_0^2}{\lambda^2 F^2} \int_{(S)} \int [1 - B(\xi, \eta)] \exp \{-i(\omega_\xi \cdot \xi + \omega_\eta \cdot \eta)\} d\xi d\eta = \\ = \frac{u_0^2}{\lambda^2 F^2} [\delta(\omega_\xi, \omega_\eta) - \hat{F}\{B(\xi, \eta)\}]. \quad (3)$$

Если турбулентное поле пространственно однородно, то для пространственной корреляционной функции, зависящей только от расстояния между двумя точками поля, справедливо соотношение

$$B(\xi, \eta) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \left\{ \int_{(S)} \psi(x, y, z_0, t) \psi^*(x + \xi, y + \eta, z_0, t) dx dy \right\},$$

где S — площадь входного зрачка системы; $\omega_\xi = x_F/\lambda_F$, $\omega_\eta = y_F/\lambda_F$ — Фурье-компоненты в плоскости Φ ; λ — длина волны; x_F, y_F — координаты в плоскости поля; $\delta(\omega_\xi, \omega_\eta)$ — дельта-функция Дирака. В реальных оптических системах за счет дифракции волны на конечной апертуре интенсивность на нулевой пространственной частоте распределена как $\frac{I_1(R)}{R}$, где $I_1(R)$ — функция Бесселя первого порядка.

Из выражения (3) видно, что распределение интенсивности дифрагированной волны в задней фокальной плоскости линзы L линейно связано с пространственным спектром флуктуаций плотности плоского турбулентного поля.

Если представить реальное объемное поле в виде дискретного набора тонких фазовых пластинок, моделирующих дискретные плоскости, нормальные к оси z , с соответствующим распределением плотности

$$\psi(x, y, z, t) = \sum_{j=1}^N \psi_j(x, y, z_j, t),$$

то, учитывая условие (2), промодулированную амплитуду падающей

волны можно представить в виде произведения

$$u_{\text{мод}}(x, y, z, t) = u_0 \exp\{i\omega_0 t\} \prod_i^N [1 + i\psi_i(x, y, z_i, t)].$$

Пренебрегая членами второго и выше порядка, по сравнению с $\psi_i(x, y, z, t)$, что следует из того же условия (2), получим

$$u_{\text{мод}}(x, y, z, t) \approx u_0 \exp\{i\omega_0 t\} \sum_{j=1}^N [1 + i\psi_j(x, y, z_j, t)].$$

Это приближение имеет ясный физический смысл, а именно: мы искусственно можем «разрезать» объемное поле на плоскости, нормальные к оси z и, как следует из условия (1), расположить эквивалентные этим плоскостям фазовые пластинки в передней фокальной плоскости линзы L так, чтобы они не перекрывали друг друга. Таким образом, задача сводится к простому анализу дифракции плоской когерентной монохроматической волны на тонких фазовых пластинках, расположенных в одной плоскости, и нахождению распределения интенсивности дифрагированной волны в плоскости оптических пространственных частот линзы L .

$$I(\omega_\xi, \omega_\eta) \simeq \hat{F}\{u_{\text{мод}}\} \hat{F}\{u_{\text{мод}}\}^* = \hat{F}\left\{u_0^2 \sum_j [1 - B_{jj}(\xi, \eta)]\right\} - \\ - \hat{F}\left\{2u_0^2 \sum_{i \neq j} [B_{ij}(\xi, \eta, \tau)]\right\},$$

где $\hat{F}$ — оператор, производящий преобразование Фурье.

$$B_{jj}(\xi, \eta) = \int \int_{(S)} \langle \psi_j(x, y, z_j, t) \cdot \psi_j^*(x, y, z_j, t) \rangle_T dx dy$$

— есть пространственная двумерная функция автокорреляции, соответствующая случаю, когда в поле плоской волны помещена одна из фазовых пластинок с индексом j , для спектрального разложения которой справедливо соотношение (3).

$$B_{ij}(\xi, \eta, \tau_0) = \int \int_{(S)} \langle \psi_i(x, y, z_i, t) \cdot \psi_j^*(x, y, z_j, t) \rangle_T dx dy$$

— есть функция кросс-корреляции.

Если турбулентное поле однородно и вдоль оси z , т. е. $B_{ij}(\xi, \eta, \tau_{ij})$ зависит только от разности точек $z_j - z_i = \tau_{ij}$, то переходя от суммы к интегралу по объему зондируемого поля

$$\sum_{i \neq j}^N B_{ij}(\xi, \eta, \tau_{ij}) = \int \int \int_{(V)} \langle \psi(x, y, z, t) \psi^*(x + \xi, y + \eta, z + \tau) \rangle_T dx dy dz$$

получаем, что зондирующая волна, вообще говоря, несет информацию о трехмерной структуре поля, заключенную в функцию кросс-корреляции. Однако при регистрации интенсивности зондирующего излучения на плоской фотопластинке эта информация теряется, так как формально Фурье-преобразование функции кросс-корреляции происходит на нулевой пространственной частоте $\omega_\tau = 0$, что следует из условия (1), т. е.

$$\hat{F}_{\omega_\tau=0} \{B_{\text{кросс.-корр}}(\xi, \eta, \tau)\} = \Lambda_z \hat{F} \{B(\xi, \eta)\},$$

где $\Lambda_z = \int B(\xi, \eta, \tau) d\tau$ — так называемый интегральный масштаб турбулентности. В итоге получаем распределение интенсивности в плоскости оптических пространственных частот, соответствующее двумерному пространственному спектру флуктуаций плотности однородного турбулентного потока, осредненному по глубине.

Следует заметить, что если вместо реального турбулентного поля в передней фокальной плоскости линзы L поместить тенеграмму, модулирующую по интенсивности падающую плоскую когерентную волну, то также получим в плоскости оптических пространственных частот пространственный спектр функции пропускания тенеграммы.

Частотная полоса пропускания оптической системы прежде всего определяется апертурой линзы L , причем для случая идеального фронта волны, формируемого коллиматором,

$$\frac{2}{d} \leq |\omega| \leq \frac{1}{R_0},$$

где $R_0 = 1,22 \frac{\lambda d}{F}$ — круг Эйри; d — диаметр линзы.

Представим пространственную реализацию однородного турбулентного поля в виде суперпозиции пространственных гармонических составляющих

$$\psi(x) = m \sum_k N(\omega_k) \cos \omega_k x \cdot \Pi_l(x),$$

где с помощью прямоугольного импульса $\Pi_l(x)$, определенного как

$$\Pi_l(x) = \begin{cases} 1 & |x| < l \\ 0 & |x| > l \end{cases}$$

(l — длина реализации), учитывается конечность реализации (максимальное пространственное частотное окно). Тогда распределение интенсивности в плоскости Φ выразится в виде

$$I(\omega) = \frac{u_0^2}{\lambda^2 F^2} \left\{ \frac{I_1(d\omega)}{d\omega} - \frac{m}{2} \sum_k N(\omega_k) \right\} \left\{ \frac{\sin(\omega - \omega_k) l}{(\omega - \omega_k) l} + \frac{\sin(\omega + \omega_k) l}{(\omega + \omega_k) l} \right\}, \quad (4)$$

справедливым для малых индексов модуляции m при условии

$$\frac{1}{l} \ll |\omega_k| \ll \frac{1}{\lambda}$$

Из соотношения (4) следует, что если в плоскости объекта установить фазовую пластинку, промодулированную элементарной гармоникой, то спектр будет состоять из интенсивного пика на нулевой частоте и компактных (по двум координатам) пиков интенсивности, расстояние ρ от которых до нулевой частоты однозначно связано с пространственной частотой фазовой пластинки соотношением $\rho = \omega_0 \lambda F$, что удобно использовать для калибровки оптической плоскости Фурье. Кроме того, ширина каждого пика пропорциональна $\sim \frac{\lambda F}{l}$, а значит, разрешающая способность системы пропорциональна величине

$$\frac{\omega_0 \lambda F}{\lambda F / l} = \omega_0 l,$$

где ω_0 — пространственная частота фазовой пластинки.

На рис. 2 приведены экспериментально полученные линейные сечения характерных двумерных пространственных спектров флуктуаций

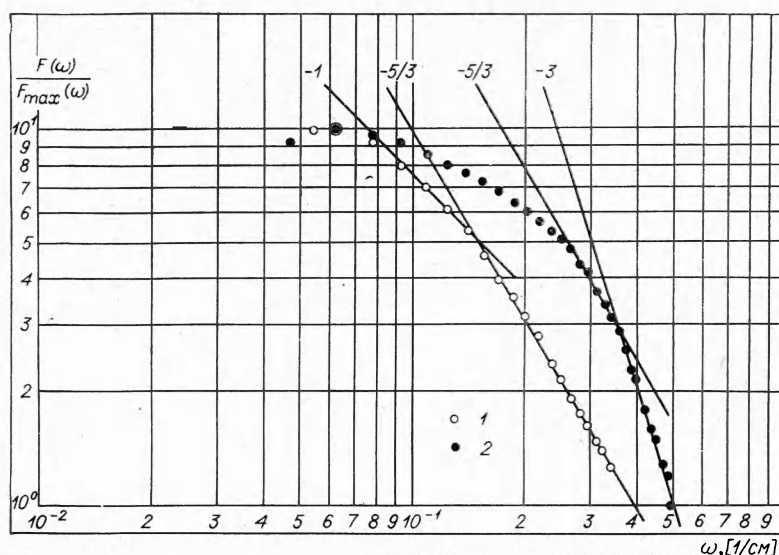


Рис. 2. Линейные сечения двумерных пространственных спектров флуктуаций плотности турбулентной струи водорода (1) и диффузионного водородного пламени (2).

плотности турбулентной изотермической струи водорода и диффузионного водородного пламени. Измерения проводились в канале, описанном в работе [4], в области развитой турбулентности вблизи оси канала, где турбулентную зону можно считать однородной при средней скорости воздушного потока $\bar{u} \approx 50$ м/с и $Re \sim 3 \cdot 10^5$. Оптическая система была сконструирована на базе стандартного теплеровского прибора ИАБ-451. Максимальное пространственное окно было выбрано размером 80×20 мм по осям x и y соответственно. В качестве источника использовался гелий-неоновый лазер ЛГ-75. Из рис. 2 следует весьма удовлетворительное согласие одномерной спектральной функции флуктуаций плотности турбулентной струи водорода с Колмогоровским законом диссипации $\omega^{-5/3}$ в области более высоких пространственных частот [5].

Вид спектральной одномерной функции флуктуаций плотности в турбулентном диффузионном водородном пламени дает основание полагать, что в отличие от спектральной функции для холодного потока диссипация энергии турбулентных пульсаций в области низких пространственных частот происходит гораздо медленнее, а в области более высоких пространственных частот интенсивнее, на что указывает более крутое падение спектральной функции в области высоких частот ($\sim \omega^{-10/3}$).

Автор выражает благодарность Ю. В. Игнатенко и В. Ф. Соколенко за постоянное внимание к работе и помощь в проведении эксперимента.

Поступила в редакцию
4/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. L. S. G. Kovasznay. Proc. Heat Transfer and Fluid Mechanics Inst., Berkeley, Calif., 1949, p. 211.
2. M. S. Uberoi. and L. S. G. Kovasznay. J. Appl. Phys, 1955, 26, 19.
3. Л. М. Сорокко. Основы голографии и когерентной оптики. М., «Наука», 1971.
4. Р. С. Тюльпанов, В. Ф. Соколенко, А. И. Алимпиев. В сб. «Горение и взрыв». М., «Наука», 1972.
5. И. О. Хинце. Турбулентность. М., «Физматгиз», 1963.