

что для эффективного возмущения частоты необходимо сочетание заметного перекрытия спектров с наличием соответствующего сдвига центральной частоты шума. В принятой нормировке (см. (12)) дисперсия флуктуаций обоих солитонных параметров монотонно убывает с ростом Γ из-за уменьшения интенсивности шумов СКР.

Аккуратные численные оценки уровня флуктуаций требуют учета специфики структуры световода, которая определяет долю каналируемой мощности СКР, наличия легирующих добавок в материале сердцевины и других факторов. Однако на уровне порядков величин из упрощенной версии формулы (11) следует, что нормированное отклонение флуктуаций формфактора растет с расстоянием в темпе 10^{-6} относительных единиц на дисперсионную длину и достигает 10% уровня на расстоянии порядка 10^5 дисперсионных длин. Для солитона с длительностью 6 пс дисперсионная длина соответствует примерно 1 км, но при сокращении длительности до 600 фс она уменьшается до 10 м.

Подводя итоги, следует отметить, что шумы спонтанного комбинационного рассеяния весьма слабо стохастизируют параметры солитонных импульсов длительностью в десятки пикосекунд благодаря малости

соответствующих интегралов перекрытия спектров, но могут оказаться весьма существенными для фемтосекундных оптических солитонов на длинных трассах распространения.

Литература

1. Mollenauer L.F., Lichtman E., Harvey G.T. et al. // Electron. Lett. 1992. 28, No.8. P. 792.
2. Nakazawa M., Yamada E., Kubota H., Suzuki E. // Electron. Lett. 1991. 27, No.14. P. 1270.
3. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., 1988.
4. Gordon G.P., Hauss H.A. // Opt. Lett. 1986. 11, No.10. P. 665.
5. Алейкевич В.А., Жукарев А.С., Скуптач К.Г. // Квант. электроника. 1996. 23, № 10. С. 902.
6. Kodama Y., Hasegawa A. // Opt. Lett. 1992. 17, No.1. P. 31.
7. Mollenauer L.F., Gordon G.P., Evangelides S.G. // Opt. Lett. 1992. 17, No.22. P. 1575.
8. Dianov E.M., Luchnikov A.V., Pilipetski A.N., Prokhorov A.M. // Soviet Lightwave Communications. 1991. 1, No.3. P. 235.
9. Vysloukh V.A., Cherednik I.V. // Sov. Phys. Dokl. 1986. 33, No.7. P. 532.
10. Алейкевич В.А., Выслоух В.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1995. № 5. С. 29 (Moscow University Phys. Bull. 1995. No.5. P. 28).

Поступила в редакцию
12.03.97

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 533.6.011.72

ВЛИЯНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ПУЛЬСАЦИИ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА

О. А. Азарова, Е. А. Братникова, Л. С. Штеменко, Ф. В. Шугаев, В. Е. Яницкий

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

Теоретически и экспериментально исследовано усиление турбулентных пульсаций плотности после прохождения ударной волны, масштаб турбулентности, а также корреляционные и спектральные функции пульсаций за и перед волной. В расчетах за основу взяты уравнения Эйлера, турбулентность моделировалась пакетом импульсов скорости. Эксперименты выполнены в однодиафрагменной ударной трубе, турбулентность создавалась с помощью сетки. В расчетах числа Маха ударной волны взяты в диапазоне 1,1–3, в экспериментах — 1,35–1,6. Результаты расчетов и экспериментов находятся в хорошем соответствии друг с другом.

1. Распространение ударной волны в среде со случайными неоднородностями представляет собой пример нелинейного взаимодействия волны с пульсациями параметров среды, которое сопровождается хаотическим изменением давления, а также флуктуациями завихренности и энтропии. Нелинейность оказывает существенное влияние как на распространение вновь возникающих возмущений в турбулентной среде, так и на интенсивность самой ударной волны. Учет влияния турбулентности на движение ударной волны необходим, в частности, при исследовании затухания ударных волн в атмосфере Земли, вызванных движением летательных аппаратов. К сожалению, экспериментальные результаты в данной области крайне скудны. Отдель-

ные вопросы исследованы в работах [1–4]. В настоящей работе выполнено моделирование взаимодействия ударной волны с турбулентным течением. Постановка задачи приведена в работе [4]. Результаты сравниваются с экспериментальными данными.

В расчетах в начальный момент времени в неподвижном газе перед ударной волной задавалась турбулентная область в виде пакета десяти импульсов скорости. Амплитуды импульсов определялись последовательностью случайных величин, распределенных по нормальному закону со среднеквадратичным значением амплитуды пульсаций $\sigma_0 = M_t c_0$, где c_0 — скорость звука в невозмущенном газе, M_t — числовой параметр.

Использовался метод с выделением ударной волны

такой же, как в работе [2]. Число узлов в полной расчетной области на каждом временном слое 500, расстояние между узлами $2h = 0,01$. Коэффициент усиления g вычислялся по полю плотности следующим образом:

$$g = \left\langle \frac{(\overline{\rho_1'^2})^{0,5}}{(\overline{\rho_0'^2})^{0,5}} \right\rangle.$$

Здесь ρ_0' и ρ_1' — пульсации плотности в точках x_0 и x_1 непосредственно перед ударной волной и за ней (чертой обозначено усреднение по времени, угловыми скобками — усреднение по серии расчетов). Задавалось 10 импульсов скорости, каждый длиной в 5 расчетных ячеек (10 h). В работе [2] получено, что соответствующее возмущение плотности распадается на два возмущения. В настоящих расчетах рассматривается взаимодействие с ударной волной одного из этих возмущений.

M	g			
	$M_t = 0,05$	$M_t = 0,1$	$M_t = 0,3$	$M_t = 0,5$
1,1	1,09	1,05		
1,2		1,22	1,20	
1,5		1,30	1,38	
2,0			1,62	1,70
2,5			1,76	1,95
3,0				2,23

В таблице представлены значения коэффициента усиления g , описывающего это взаимодействие количественно для различных чисел Маха ударной волны M и параметров возмущения M_t . Во всех расчетах координата ударной волны $x_v = 1,4$, координата ближайшей к волне границы турбулентной области $x_t = 2,25$. Результаты усреднялись по серии из десяти расчетов.

Эти результаты согласуются с приведенными в работе [4], где турбулентность моделировалась единичным импульсом скорости. Для рассмотренной в настоящей работе турбулентности, моделируемой пакетом импульсов скорости со случайными амплитудами, также получено усиление возмущений плотности за ударной волной. Однако в отличие от [4], где наблюдалось убывание коэффициента усиления при возрастании M_t , для данной модели турбулентности зависимость коэффициента усиления от M_t не является монотонной. Таким образом, для разных моделей турбулентности зависимости коэффициентов усиления от M_t являются различными, но, по-видимому, возрастание коэффициента усиления при росте M не зависит от характера модели.

Для исследования стохастических характеристик поля плотности перед ударной волной и после ее прохождения задавался пакет из восьми импульсов скорости со случайными амплитудами. Ударная волна набегала на это возмущение в момент времени, когда оно еще не

успевало преобразоваться в два возмущения. Для количественной оценки этого взаимодействия исследовались коэффициенты корреляции и спектральные функции поля плотности до и после ударной волны. Коэффициент корреляции вычислялся следующим образом:

$$f(\tau) = \langle \rho(t_0)\rho(t_0 + \tau) \rangle.$$

Усреднение проводилось по серии из 200 расчетов. Спектральные функции вычислялись как

$$\Phi(k) = (2/\pi) \int_0^\infty \langle \rho(t_0)\rho(t_0 + \tau) \rangle \cos(kd_v \tau) d\tau.$$

Здесь d_v — первоначальная скорость ударной волны. Момент времени t_0 выбирался из условия попадания узлов x_0 и x_1 в область турбулентности, т.е. для каждого узла x_0 и x_1 учитывались те значения плотности, для которых отклонение плотности от его среднего значения перед фронтом волны и за ним превышало 5% от перепада плотности на ударной волне. Таким образом обеспечивался случайный, связанный с турбулентностью, выбор t_0 . Как показал опыт расчетов, для исключения нефизического влияния границы турбулентности необходимо выбирать t_0 из дополнительного условия попадания исследуемых точек «внутри» турбулентности. Такое условие подбиралось экспериментально. В данных расчетах $t_0 \geq 0,13$. По спектральным функциям вычислялись средние волновые числа в виде

$$\bar{k} = \frac{\int_0^\infty k\Phi(k) dk}{\int_0^\infty \Phi(k) dk}$$

и отношение средних волновых чисел в точках за ударной волной и перед ней :

$$\beta = \bar{k}_1/\bar{k}_0.$$

Расчеты проводились для $M = 2$, $M_t = 0,3$, $h = 0,01$, $x_t = 0,5$, $x_v = 0,402$. Количество узлов в газодинамических расчетах 300, количество точек по τ для расчета $f(\tau)$ 80, количество точек по k для расчета $\Phi(k)$ 1000. На рис. 1 представлены коэффициенты корреляции f_0 и f_1 для полей плотности в турбулентной области соответственно перед и за ударной волной. Характерная форма кривых сохраняется и для значительно большего количества (до 1000) расчетов и определяется в основном точностью последних и числом точек по τ . На рис. 2 представлены спектральные функции Φ_0 и Φ_1 , вычисленные по полям плотности соответственно до и после волны. Получено значение $\beta = 1,21$.

2. Было выполнено экспериментальное исследование по взаимодействию ударной волны с областью изотропной турбулентности в однодиафрагменной ударной трубе. Для турбулизации потока была использована сетка с ячейками определенного размера (2 мм), помещавшаяся на расстоянии 1,5 м от рабочей секции. Прозрачность сетки (отношение свободной площади

ячеек к площади всей сетки) составляла 0,6. Скорость ударной волны менялась не более чем на несколько процентов после прохождения через сетку. Числа Маха падающей ударной волны лежали в интервале от 1,8 до 2,4, отраженной — от 1,35 до 1,6. В канале был воздух, в камере — азот. Проходящая ударная волна отражалась от плоского торца цилиндра, помещенного в рабочей секции трубы, и распространялась по турбулентному газу. Спустя некоторое время устанавливался квазистационарный режим обтекания цилиндра. Для регистрации была использована лазерная шпирен-методика. Луч зондирующего лазера проходил на расстоянии 5 мм от торца цилиндра и падал на секционированный приемник. Таким образом измерялись пульсации плотности в точке перед отраженной ударной волной и за ее фронтом. При прохождении луча через область однородной турбулентности среднее квадратичное отклонение луча равно [5]

$$(\overline{\Delta\theta^2})^{0,5} = (2\Delta R^3 / (3R^2 L_c))^{0,5} (\Delta n^2)^{0,5},$$

где ΔR — ширина рабочей секции, R — расстояние от центра трубы до приемника, L_c — масштаб турбулентности.

В экспериментах пульсации плотности за падающей ударной волной ($\Delta\rho_2$) составляют в среднем 9% от плотности за ее фронтом для сетки (большие пульсации) и 5–6% — для потока без сетки (малые пульсации). В таком потоке пульсации плотности возникают за счет шероховатостей на стыках секций ударной трубы. Пульсации за падающей волной незначительно уменьшаются с ростом числа Маха волны. Это можно объяснить тем обстоятельством, что сетка представляет собой меньшее сопротивление для более сильных ударных волн. Пульсации плотности за отраженной волной ($\Delta\rho_3$) увеличивались с ростом числа Маха волны. На рис. 3 показано изменение коэффициента усиления пульсаций ($\overline{\Delta\rho_3/\Delta\rho_2}$) в зависимости от числа Маха отраженной волны для больших (кривая 2) и малых (кривая 1) пульсаций плотности. Кривые проведены по методу наименьших квадратов. Как видно из графика, пульсации плотности начинают усиливаться за фронтом волны при $M = 1,4$. Коэффициент усиления растет с увеличением числа Маха волны и составляет величину 1,5 для больших и 1,7 для малых пульсаций при $M = 1,5$, что согласуется с расчетными данными для этих условий. При $M = 1,6$ коэффициент усиления равен 2,5, при $M = 1,55$ $\overline{\Delta\rho_3/\Delta\rho_2} = 2$ для больших пульсаций и $\overline{\Delta\rho_3/\Delta\rho_2} = 2,4$ для малых. Для всех исследованных пульсаций коэффициент усиления при одном и том же числе Маха волны оказывается больше для малых пульсаций, чем для больших. Был определен масштаб турбулентных пульсаций плотности за падающей волной (0,3 мм). После прохождения ударной волны масштаб турбулентности уменьшается.

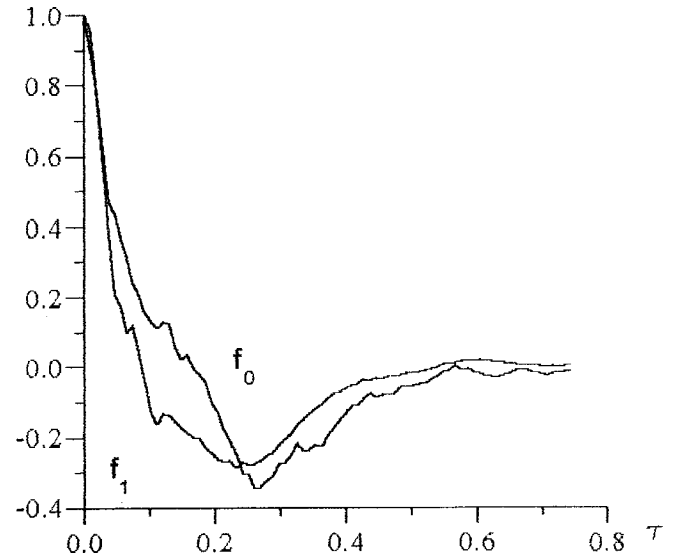


Рис. 1

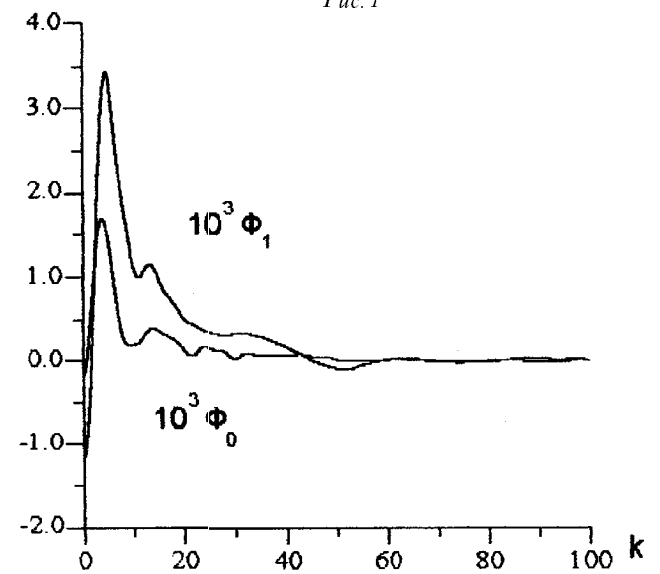


Рис. 2

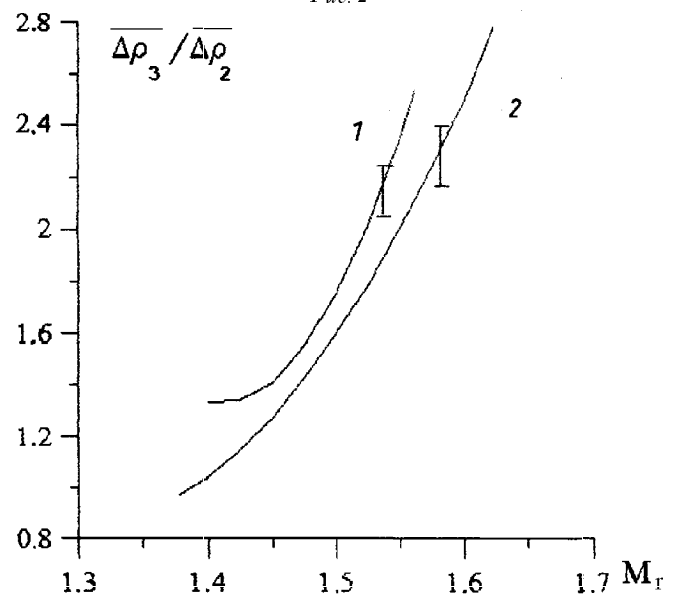


Рис. 3

Заключение

Установлено, что при взаимодействии ударной волны с потоком газа с пульсациями продольной компоненты скорости происходит усиление возмущений плотности. Поведение коэффициента усиления зависит от модели турбулентности. Для возмущения продольной компоненты скорости в виде пакета импульсов со случайными амплитудами коэффициент усиления возрастает с увеличением интенсивности ударной волны, слабо убывает с ростом амплитуды возмущений при малых амплитудах и возрастает при возмущениях умеренной интенсивности. Исследованы стохастические характеристики поля плотности перед ударной волной и после ее прохождения через турбулентное течение. Вычислены коэффициенты корреляции и спектральные функции. Установлено, что в результате взаимодействия турбулентной области с ударной волной среднее волновое число увеличивается.

Экспериментально определено, что значения коэф-

фициента усиления турбулентных пульсаций после прохождения ударной волны лежат в диапазоне $1 \div 3$ для чисел Маха $= 1,35 \div 1,6$. Масштаб турбулентности за ударной волной уменьшается. Экспериментальные результаты согласуются с теоретическими.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 94-01-01638).

Литература

1. *Hesselink L., Sturtevant B.* // J. Fluid Mech. 1988. **196**. P. 513.
2. *Wintrich H., Merzkirch W.* // Proc. 19th Int. Symp. on Shock Waves. 1995. **4**. P. 319.
3. *Самсонов А.В., Штеменко Л.С., Шугаев Ф.В., Яницкий В.Е.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1995. № 6. С. 33 (Moscow University Phys. Bull. 1995. No.6. P. 29).
4. *Азарова О.А., Братинкова Е.А., Самсонов А.В. и др.* // Там же. 1996. № 5. С. 46 (Moscow University Phys. Bull. 1996. No.5).
5. *Weiner M.M.* // Appl.Opt. 1967. **6**, No.11. P. 1984.

Поступила в редакцию
15.01.97