ствие, к уменьшению эффективной длины усиления ВКР. Оценки показывают, в частности, что для обратного ВКР на частоте, равной половине частоты накачки, можно добиться двукратного уменьшения инкремента усиления, обеспечив темп частотной модуляции накачки $\sim 2\%$ за l пикосекунду. Требуемая модуляция может быть получена в цуге пикосекундных импульсов либо в наносекундном лазерном импульсе без изменения его средней частоты за счет частотной модуляции пилообразной формы.

Авторы благодарны В. Т. Платоненко и Ю. Е. Дьякову за полезные дискуссии. Работа поддержана Департаментом энергетики США и Ливерморской национальной лабораторией им. Лоуренса (контракт W 7405—Eng—48, B 239783).

ЛИТЕРАТУРА

1. Билак О. М., Никитин С. Ю.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 4. С. 64 (Moscow University Phys. Bull. 1996. N 4).

- 2. Rosenbluth M. N.//Phys. Rev. Lett. 1972. 29, N 9. P. 565. 3. Guzdar P. N., Liu C. S., Lehmberg R. H.//Phys. Fluids. 1991. B3, N 10. P. 2882.
- 4. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую раднофизику и оптику. М., 1981.
- 5. D'yakov Yu. E., Nikitin S. Yu.//Proc. SPIE, 1992, 1841, P. 296.

Поступила в редакцию 15 12 95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 5

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 533.6.011.72

ВЗАИМОДЕИСТВИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ПУЛЬСАЦИЯМИ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА

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

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

Исследовано взаимодействие плоской ударной волны с областью газодинамических неоднородностей в потоке с помощью численных методов и экспериментально. В экспериментах ударная волна распространялась в турбулизованной области потока. Численное моделирование выполнено на основе уравнений Эйлера и уравнения Больцмана. Получены качественные данные об изменении формы ударной волны и других эффектах, сопровождающих данный процесс. Экспериментально обнаружено увеличение толщины ударной волны при ее распространении в турбулентной области. Расчетные к экспериментальные коэффициенты усиления пульсаций за фронтом волны согласуются друг с другом.

1. Распространение ударной волны по среде со случайными неоднородностями сопровождается нелинейным взаимодействием ударной волны с возмущениями давления, завихренности, энтропии. Ударная волна оказывает влияние на эти возмущения и, наоборот, неоднородности влияют на процесс распространения ударной волны. Особенно ярко выражено это влияние для ударных волн умеренной интенсивности. Ранее взаимодействие плоской ударной волны исследовалось экспериментально [1, 2] и численно [3]. Числа Маха составляли 1,1-1,7. Было обнаружено возрастание флуктуаций скорости и небольшое уменьшение

46

характерного масштаба турбулентности после прохождения ударной волны. Ниже этот вопрос исследуется теоретически и экспериментально в более широком интервале чисел Маха.

в облее широком интервале чисел Маха. Моделирование воздействия на ударную волну области течения с пульсациями газодинамических параметров проводилось на основе численного решения уравнения Эйлера:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial x} = 0, \quad \mathbf{U} = \begin{cases} \rho \\ \rho u \\ \rho E \end{cases}, \quad \mathbf{V} = \begin{cases} \rho \\ \rho + \rho u^2 \\ \rho u (E + p/\rho) \end{cases},$$

 ρ , p, u — соответственно плотность, давление и скорость газа, E=e++0,5 u^2 , e — удельная внутренняя энергия, показатель адиабаты $\gamma=$ =1,4. Основными единицами измерения (и нормирующими величинами при переходе к безразмерным параметрам) были выбраны характерный размер области возмущений и начальные значения плотности и давления.

В качестве начальных условий задавались параметры ударной волны. Значения плотности, давления и скорости перед волной таковы: $\rho_0=1, p_0=1, u_0=0$. За волной значения ρ_1, p_1, u_1 вычислялись по соотношениям на волне. На некотором расстоянии от фронта ударной волны задавалось возмущение скорости течения. Использовались две модели возмущений: два прямоугольных импульса скорости с амплитудами, равными σ_0 и — σ_0 , и пакет десяти импульсов скорости с амплитудами, образующими последовательность случайных величин, распределенных по нормальному закону с плотностью вероятности

$$f(\xi) = \exp\left(-\frac{\zeta^2}{2\sigma_0^2}\right)/\sqrt{2\pi\sigma_0^2},$$

где σ_0 — среднеквадратичное значение амплитуды пульсаций, $\sigma_0 = M_t c_0$, c_0 — скорость звука в невозмущенном газе, M_t — числовой параметр. Ставилась задача проследить изменение возмущения в процессе прохождения его через фронт ударной волны.

Для расчетов использовалась разностная схема на минимальном шаблоне второго порядка точности [4]. В связи с тем что область исследования включала сам фронт ударной волны, а также области, непосредственно к нему примыкающие, для минимизации численных осцилляций в области фронта ударной волны применялся метод ее выделения [5]. В численном методе использовалась шахматная сетка, число узлов в полной расчетной области на каждом временном слое — порядка 500, расстояние между узлами ~0,01. В качестве количественного критерия воздействия ударной волны на область возмущений был взят коэффициент усиления k, вычисляемый следующим образом: $k = -\delta \rho_1 / \delta \rho_0$, где

$$\delta\rho_0 = \left(\frac{1}{T_0}\int_0^{T_0} (\rho(x_0, t) - \rho_0)^2 dt\right)^{0.5}, \quad \delta\rho_1 = \left(\frac{1}{T_1}\int_0^{T_1} (\rho(x_1, t) - \rho_1)^2 dt\right)^{0.5}.$$

Здесь x_0 , x_1 — координаты расчетных узлов, в которых вычислялись $\delta\rho_0$ и $\delta\rho_1$ соответственно; T_0 , T_1 — временной размер возмущений. При расчете $\delta\rho_0$ и $\delta\rho_1$ учитывались те значения плотности, для которых отклонение от постоянных параметров до фронта волны и после него превышало 5% от перепада плотности на ударной волне. Такое условие расчета значений плотности в импульсе установлено в численных экснериментах и связано с используемым усреднением по времени.

47.

На рис. 1 представлена динамика профиля плотности при взаимодействии ударной волны с областью течения, возмущенной в начальный момент времени двумя равными по длине (10 расчетных ячеек) пря-



моугольными импульсами скорости. Возмущение скорости течения порождает возмущение других параметров. Видно, что с течением времени импульс плотности меняет свою форму и в некоторый момент распадается на два, причем один из них начинает взаимодействовать с ударной волной. Это взаимодействие описывалось количественно коэффициентом усиления k для различных чисел Маха волны M и различных M_t . Метод выделения ударной волны позволил проводить вычисления δp_1 и δp_0 в непосредственной близости от ее фронта (~ 2 расчетные ячейки). Начальное положение ударной волны $x_v=1,4$, начальное положение левой границы возмущенной области $x_t=1,9$. Рассчитанные значения коэффициента усиления k представлены в таблице.

На рис. 2 представлена динамика взаимодействия ударной волны с пакетом импульсов скорости. Задавалось 10 импульсов равной длины, каждый длиной в 5 расчетных ячеек, $x_v=1,4$, $x_t=2,25$. Возмущение скорости порождало возмущение других параметров течения. Пакет импульсов также распадался на два возмущения более сложной формы, чем в случае одного импульса. Одно из этих возмущений взаимодействовало с ударной волной, проходило через нее. Это взаимодействие оценивалось количественно при различных числах M и M_t . При M=1,5 и 2 ($M_t=0,3$) коэффициенты усиления соответственно были равны 1,3 и 1,6. Значения коэффициентов усиления вычислялись в результате усреднения по серии из десяти расчетов.

Эти результаты, а также данные таблицы позволяют сделать вывод, что при взаимодействии ударной волны с возмущением для каждого числа Маха M ударной волны с возмущением для каждого числа Маха M ударной волны существует диапазон значений параметра возмущения M_t , при которых происходит усиление воз-

М	M _t					
	0,05	0,1	0,3	0,5	0,8	1,0
1,1 1,2 1,5 2,0 2,5 3,0	1,10	1,06 1,21 1,39	1,14 1,29 1,60 1,72	1,07 1,21 1,43 1,69 1,77	1,55 1,72	1,54

мущения ударной волной. Эти же данные позволяют заключить, что коэффициент усиления является функцией M и M_t , возрастающей по M и убывающей по M_t .

2. На основе уравнения Больцмана для многокомпонентного газа с помощью метода частиц в ячейках решалась задача о прохождении плоской ударной волны через круговую область более тяжелого газа. Эксперименты [6] по распространению ударной волны в двухкомпонентном газе указывают на ее расщепление. Цель данных расчетов — исследование механизмов, приводящих к такому расщеплению.

В двумерной по координатам и нестационарной по времени постановке все гидродинамические параметры (ρ , *T*, $U=\langle u \rangle$, ...) зависят только от *t*, *x*, *y*. Расчетная область имеет прямоугольную форму $0 \leqslant \\ \leqslant x \leqslant XF$, $0 \leqslant y \leqslant YF$. Обозначим через $f_1(x, c)$ решение кинетической стационарной задачи о структуре плоской ударной волны, распространяющейся в однокомпонентном газе. В статистическом методе частиц в ячейках эта функция находится численно по схеме расщепления и установления из задачи, сформулированной для уравнения Больцмана. Постановка одномерной по физическому пространству задачи дана в работе [7]. Постановка двумерной по физическому пространству задачи отличается от одномерной граничными условиями на нижней (*y*=0) и верхней (*y*=*YF*) границах. На этих границах ставятся условия зеркального отражения.

Модель молекул — упругие сферы диаметра d. Основными единицами измерения (и нормирующими при представлении результатов величинами) являются длина свободного пробега и наиболее вероятная тепловая скорость в набегающем потоке, температура и плотность в этом потоке, масса молекул. Размер ячейки $\Delta x = \Delta y = 0.25$, временной шаг расщепления $\Delta t = 0.25$. Среднее число частиц в каждой ячейке набегающего потока $N_0=2$. Размеры расчетной области XF=130, YF==32. Начальное положение ударной волны X=100. Время установления стационарной структуры волны принималось равным $t_0=3$.

В момент t_0 , когда структура ударной волны сформировалась, в поток, набегающий на волну, на расстоянии δx от нее вверх по течению вводится возмущение, представляющее собой области Ω газа, имеющего макропараметры n^* , T^* и состоящего из молекул, имеющих массу m^* , отличную от массы m основного газа. Модель этих молекул упругие сферы с диаметром d^* . Индексом «1» будем обозначать функцию распределения основного газа, «2» — газа из области Ω . Далее на основе уравнения Больцмана для двухкомпонентной среды задача решается как нестационарная на интервале $t_0 \ll t \ll t_1$ в следующей постановке:

$$\frac{\partial f_l}{\partial t} + c \frac{\partial f_l}{\partial x} = \sum_{m=1}^2 J_{lm}, \quad l = 1, 2.$$

Если $x \in \Omega$:
$$\begin{cases} f_1(t_0, \mathbf{x}, \mathbf{c}) = 0, \\ f_2(t_0, \mathbf{x}, \mathbf{c}) = \frac{n^*}{(2\pi kT^*)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{(u - U_1)^2 + v^2 + w^2}{2kT^*}\right\}. \end{cases}$$

Если
$$x \notin \Omega$$
:
 $\begin{cases} f_1(t_0, \mathbf{x}, \mathbf{c}) = f_s(\mathbf{x}, \mathbf{c}), \\ f_2(t_0, \mathbf{x}, \mathbf{c}) = 0. \end{cases}$

Здесь $f_s(x, c)$ — решение задачи о структуре стационарной ударной волны [5].

Наличие зеркальных граничных условий сверху и снизу означает, что решается задача о прохождении УВ не через одну область Ω , а через целую серию областей, которые являются зеркальными отражениями исходной.

В расчетах полагалось: $n^*=n$, $T^*=T$, $m^*=10m$, $d^*=d$. Считалось, что Ω — половина круговой области с радиусом R=12. Принималось, что $\delta x=5$ для того, чтобы была различима исходная структура стационарной ударной волны.

На рис. З представлены поля плотности в расчетной области в различные моменты времени; на рис. 4 — поля давления. Изолинии плот-



50

ности отчетливо передают положение области Ω более плотного газа по отношению к ударной волне. Изолинии давления хорошо демонст-



Рис. 4

рируют форму ударной волны. Все величины рассчитаны по следующей формуле:

 $\overline{A}(x) = \frac{A(x) - A_1}{A_2 - A_1},$

где A_1 и A_2 — значения макропараметра A до скачка и за скачком. Рисунки 3, a и 4, a соответствуют моменту времени t_2 =10,75, когда ударная волна вошла в область более тяжелого газа, преломившись на границе области Ω . Внутрь Ω начала распространяться преломленная ударная волна S_2 . Скорость ее уменьшалась, поэтому часть фронта

 S_{α} , находящаяся внутри области Ω , отстает от той части ударной волны, которая находится вне ее (S_0). В то же время интенсивность S_{α} возросла. Одновременно образуется отраженная ударная волна. Различие в скоростях движения отдельных частей ударной волны приводит к существенному искажению ее фронта.

Рисунки 3, б и 4, б соответствуют моменту времени t=17,75, когда S_0 уже прошла область Ω , а S_n еще не вышла из нее. Первоначально четкая граница области Ω размывается за счет диффузии. Усложняется характер преломления ударной волны на контактном разрыве. Продолжается развитие отраженной ударной волны, которая приобретает форму «гриба».

На рис. 3, β и 4, β (t=29,75) фронт отраженной ударной волны достиг нижней границы расчетной области. Возникают области с повышенной плотностью, которые способствуют выравниванию фронта отраженной ударной волны. За отраженной ударной волной в ту же сторону распространяется волна разрежения. Значительное выравнивание фронта ударной волны сопровождается образованием области с повышенными (см. изолинии 1,8 на рис. 4 и 1,2 на рис. 3) значениями плотности, давления (а также и температуры) и общим падением интенсивности ударной волны (см. изолинии 0,8 на рис. 3 и 4).

Из приведенных результатов можно заключить, что при распространении ударной волны через область стохастически неоднородного распределения плотности возможно расщепление волны.

3. Были выполнены эксперименты по взаимодействию плоской ударной волны с турбулентным течением в однодиафрагменной ударной трубе. Турбулентные пульсации за проходящей волной создавались шероховатостью на стенках рабочей камеры трубы. Затем проходящая ударная волна отражалась от открытого конца трубы и двигалась по турбулентному потоку газа. Толкающим газом служил азот, рабочим воздух. Числа Маха волны менялись от 1,4 до 2,5. Ударные волны и турбулентные возмущения регистрировались с помощью шлирен-лазерной методики и по рассеянию света. В первом случае луч от гелийнеонового лазера проходил через оптические окна камеры по нормали к оси трубы и попадал на секционированный фотодиод. При пересечении луча ударной волной или турбулентными пульсациями луч преломлялся на неоднородностях плотности и перемещался вдоль окна фотодиода, сигнал с которого регистрировался осциллографом С9-8. Во втором случае лазерный луч был направлен вдоль оси ударной трубы через оптическое окно в ее торце. Диаметр луча составлял 1 мм. Регистрировалось рассеяние света малым объемом газа на оси потока под прямым углом к направлению луча. Рассеянное излучение света через оптическое окно в боковой стенке трубы попадало на щель фотоумножителя, сигнал с которого поступал на осциллограф. Преимущество второй методики состоит в том, что исключаются пристеночные эффекты.

Типичная осциллограмма шлирен-сигнала представлена на рис. 5. Она показывает изменение плотности во времени в некоторой точке



Рис. 5

потока воздуха в трубе. Сигналы 1 и 2 соответствуют проходящей и отраженной ударным волнам. Видно возрастание возмущений плотности после прохождения отраженной ударной волны по турбулентному потоку. Коэффициент усиления составляет при этом около 1,2 (M = = 1,2), при M = 1,9 он равен 1,8.

Измеренная толщина ударной волны в турбулентной области составляет около 1 мм (начальное давление — 400 мм рт. ст. Ранее увеличение толщины ударной волны ($M \sim 1,1$) было отмечено в работе [6].

Выводы

1. Установлено усиление возмущений после прохождения ударных волн по турбулентному потоку в широком интервале чисел Маха. Коэффициент усиления возрастает с ростом интенсивности ударной волны и убывает с ростом амплитуды возмущений.

2. Исследован механизм расшепления ударной волны при взаимодействии ее с неоднородностью плотности.

3. Экспериментально обнаружено увеличение толщины ударной волны для волн умеренной интенсивности.

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

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Wintrich H., Merzkirch W.//Proc. 19th Symp. on Shock Waves Marseilles. IV.
- Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1995. P. 319.
 Priassulis G., Andreopoulos J.//20th Int. Symp. on Shock Waves. California, 1995. P. 527.
- 3. Mahesh K., Lele S. K., Moin P.//Ibid. P. 605.
- 4. Грудницкий В. Г., Прохорчук Ю. А.//ДАН. 1977. 234, № 6. С. 1249.
- 5. Азарова О. А.//Акустика неоднородных сред. Динамика сплошной среды. 1992. Выл. 105. С. 8.
- D. M. 100. С. О. .
 C. Hesselink L., Sturtevant B.//J. Fluid Mech. 1988. 196. Р. 513.
 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. Devil 1007. М.С.) Bull. 1995, N 6).

Поступила в редакцию 16.01.96

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 5

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА.

УДК 541.117

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОИСТВА ПРИМЕСЬ-ГЕЛИЕВОЙ ТВЕРДОЙ ФАЗЫ

М. В. Мартыненко *), В. Н. Новиков, А. А. Пельменев *), Е. А. Попов *), Э. В. Шилов *)

(кафедра физики низких температир)

Описываются результаты первых экспериментов по исследованию теплофизиче-ских характеристик примесь-гелиевой твердой фазы (ПГТФ), образующейся при конденсации в сверхтекучем гелии газовой гелиевой струи, содержащей исследуемую примесь. Полученные результаты позволили оценить температуропроводность, теплопроводность и теплоемкость образцов неоновой ПГТФ в интервале температур 2,2--3 К. Оказалось, что полученные значения по порядку величины близки к соответствующим значениям для жидкого гелия Hel.

Введение

При введении нейтральных примесных частиц — атомов, молекул, кластеров в сверхтекучий гелий (HeII) происходит их коагуляция. Впервые такие эффекты наблюдались Шальниковым и сотр. [1, 2]. В 1980-е гг. появились работы, в которых методами молекулярной ди-

*) Институт энергетических проблем химической физики, г. Черноголовка.

53