

03

©1992 г.

ВЛИЯНИЕ КОНДЕНСАЦИИ НА ПАРАМЕТРЫ ПОТОКА ЗА УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В ПАРАХ ВОДЫ

*А.Б.Британ, А.П.Зуев, В.Г.Тестов,
А.Н.Хмелевский*

Изучено влияние конденсации водяного пара на стенках канала ударной трубы на формирование потока. Определены размеры ударно-нагретой пробки, степень однородности потока и изменение давления в пограничном слое. Исследовано влияние добавления газа на изменение параметров в пограничном слое.

Введение

Формирование течения в ударной трубе с соплом — это сложный нестационарный процесс, который в значительной степени зависит от исследуемой среды, геометрии установки и условий эксперимента. В многочисленных публикациях на эту тему обычно исследуется течение воздуха, азота, инертных газов или их смесей. Полученные результаты, как правило, удовлетворительно согласуются с общими представлениями упрощенной теории ударной трубы. Значительно меньше сведений о течении за ударными волнами в конденсирующихся парах, например в водяном паре, который обеспечивает давление насыщения при комнатной температуре ≈ 3.33 кПа. Широкий диапазон параметров, достигаемых в установке, позволяет рассматривать ударную трубу в качестве газодинамической кюветы, заполненной нагретым паром. Различные аспекты проблемы формирования параметров течения в трубе связаны с реальными свойствами потока (вязкостью, конденсацией водяного пара на стенках) и могут существенно влиять на результаты измерений.

В данной работе анализируется влияние процесса конденсации пара в пограничном слое на формирование течения за падающей ударной волной. Приводятся результаты экспериментов по измерению длины пробки, а также давления за ударной волной в парах воды.

1. Экспериментальная установка и методика измерений

Для импульсного нагрева водяного пара использовалась ударная труба [1], измененная схема которой приведена на рис. 1. Камера высокого

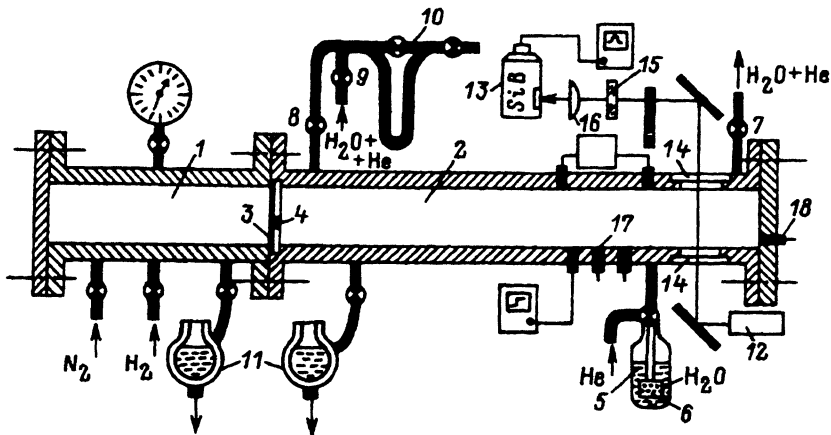


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

давления (КВД) 1 отделялась от камеры низкого давления (КНД) 2 медной диафрагмой 3, перед которой со стороны КНД устанавливался крестообразный нож 4. КНД заполнялась водяным паром из термостатированной стеклянной колбы 5 с дистиллированной водой. При наполнении смесью паров воды и гелия применялось барботирование. Газ подавался через пористую насадку 6, размещенную в колбе с водой.

Перед напуском водяной пар прокачивался через КНД в течение 20 мин. После напуска пара в трубу не обнаружено заметных изменений начального давления, связанных с десорбцией или конденсацией пара на стенках канала, которые отмечались в [2].

Концентрация паров воды в смеси $\text{H}_2\text{O}-\text{He}$ определялась методом отбора проб в кювету из КНД через вентили 7-9 и измерением изменения давления в манометре 10 при вымораживании паров воды [3] из кюветы, подключенной через вентиль 9. Для исключения попадания воды в вакуумные насосы на их входе устанавливались азотные ловушки 11.

Изучалась динамика изменения состава смеси во времени в двух противоположных концах КНД. Подобное исследование позволило определить время выравнивания концентраций по длине трубы и подобрать оптимальный режим составления и напуска смеси в трубу. Применялся последовательный напуск в трубу водяного пара и гелия, а также метод барботирования гелия через слой воды. В первом случае концентрация водяных паров у торца была меньше, чем при барботировании гелия. Более однородное перемешивание смеси достигается при барботировании гелия. При этом концентрация водяного пара в различных концах трубы может различаться не более чем на 5%. Опыты со смесью $\text{H}_2\text{O}-\text{He}$ носили калибровочный характер и позволили сравнить поведение параметров потока при изменении концентрации He в пределах от 0 до 80%. Для измерений длины пробки использовалась стандартная однопроходная схема с электроразрядным H_2O лазером 12 и полупроводниковым SiV приемником 13, охлаждаемым жидким гелием. Луч лазера (27.971 мкм) проходил поперек трубы через полиэтиленовые окна 14, установленные в боковых стенках на расстоянии 7 м от диафрагмы, и дисперсионный фильтр 15. Во входной части приемника использовалась собирающая линза 16 из по-

этилена, фокусирующая лазерный луч на кристалл с размерами 1.5×1.5 мм. Временное разрешение измерительной схемы составляло около 10 мкс. Давление за падающей p_2 и отраженной p_5 ударными волнами измерялось датчиками 17 и 18 соответственно.

Часть опытов с водяным паром проводилась в малой ударной трубе с сечением канала 25×25 мм и длиной 1.5 м [4]. КНД малой трубы заполнялась паром из колбы с дистиллированной водой. Длина пробки за падающей ударной волной в малой трубе определялась по длительности собственного 2.7 мкм излучения H_2O . Измерение проводилось фотосопротивлением Ge-Au, установленным за выходной щелью монохроматора. С помощью лазерного шпирен-метода контролировалась величина градиентов плотности вдоль пробки [5]. Зондирующий луч He-Ne лазера проходил поперек потока на оси трубы и регистрировался квадратным фотодиодом с постоянной времени ≤ 1 мкс.

2. Результаты исследования длины ударно-нагретой пробки

Для случая, когда приход газа через ударную волну равен расходу его в пограничный слой, контактная поверхность движется со скоростью ударной волны на максимальном расстоянии l_m от нее [6-8]. Для режима с числами Маха в диапазоне $3 \leq M \leq 10$ получены аппроксимационные выражения для l_m [8]. Обычно результаты приводятся для пары размерных величин L_T и L_L

$$L_T(M) \equiv \left(\frac{p_{st}}{p_1} \right)^{0.25} \frac{l_m}{d^{1.25}} = C_0^{0.25} \frac{K(M)}{F(\omega)} \quad (1)$$

для турбулентного течения в пограничном слое и

$$L_L(M) \equiv \left(\frac{p_{st}}{p_1} \right) \frac{l_m}{d^2} = C_0 N(Z, \omega) G(M) \quad (2)$$

для ламинарного течения в пограничном слое.

В приведенных соотношениях введены следующие обозначения:

$$F(\omega) = 3.38 \frac{(\omega - 1)(\omega^2 + 1.25\omega - 0.8)}{\omega^{3/4}(\omega + 3.2)},$$

$$K(M) = \frac{\left(M \frac{p_2}{p_1} \right)^{1/4}}{\left[\frac{1+\alpha}{mZ_1+\alpha} \left(\frac{Z_1^5}{m^3} \right)^{1/2} \right]^{1/4} D^{5/4}},$$

$$N(Z, \omega) = \frac{0.099\omega}{\omega - 1} \left[\frac{Z\omega - 1}{Z\omega + 0.8(\omega + 1)} \right]^2,$$

$$G(M) = \frac{p_1}{p_2} M \left(\frac{Z_1 + \alpha}{1 + \alpha} \frac{1}{\sqrt{Z_1}} \right)^{0.74},$$

$$\alpha = \frac{C}{T_1}, \quad Z_1 = \frac{T_2}{T_1}, \quad C_0 = \frac{1}{4} \left(\frac{\rho a}{\eta} \right)_{st}, \quad D \simeq 0.143,$$

$$m \simeq 0.5 \frac{h_w + h_2}{h_2} + 0.22 \frac{\omega - 1}{\omega + 1},$$

$$Z = \begin{cases} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, & \left(\omega < \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right), \\ \omega, & \left(\omega \geq \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right), \end{cases} \quad (3)$$

где $d = 4A/L_p$ — гидравлический диаметр трубы (A , L_p — площадь и периметр поперечного сечения соответственно); p , ρ — давление и плотность; индексы 1 и 2 обозначают параметры газа перед и за падающей волной; индекс st обозначает параметры при стандартных условиях; $\omega = p_2/p_1$; a — скорость звука в газе; η — динамическая вязкость; $M = v_1/a_1$ — число Маха падающей ударной волны; v_1 — скорость падающей волны в лабораторной системе координат; C — постоянная Сазерленда.

В последних соотношениях h — энтальпия, индекс w соответствует параметрам на стенке ударной трубы, γ — показатель адиабаты, T — температура. При записи формул (3) устранены опечатки, имевшиеся в работе [8].

Результаты расчетов L_T и L_L для азота, аргона, воздуха и углекислого газа можно найти в работах [6–8]. Использование теории позволяет в каждом конкретном случае рассчитать длину пробки нагретого газа. Достоверность теоретических результатов обычно проверяют сопоставлением расчетной длины пробки с результатами измерений. В опытах с водяным паром, а также с парами других веществ подобное сопоставление особенно актуально, так как за ударной волной, как правило, происходит конденсация пара на стенке трубы [9–13]. Это сопровождается дополнительным уносом пара и сокращением длины пробки. Кроме того, изменяется условие формирования гидродинамического пограничного слоя [13]. В настоящее время нет ни теоретических, ни экспериментальных работ по определению критического числа Рейнольдса [6,14] для перехода в пограничном слое за ударной волной в парах воды. Поэтому будем пользоваться соответствующими критериями для газов. Зависимость длины пробки l от расстояния до диафрагмы x удобно записывать в безразмерных координатах

$$X = \frac{x + \tau_{пв}^n v_1}{l_{m\omega}}, \quad T = \frac{\tau_{пв}^n v_1}{l_m}$$

[6,7].

При расчетах X , T в парах воды использовались значения l_m , полученные из соотношений (1)–(3).

Сопоставление расчета с результатами экспериментов, выполненных в условиях ламинарного пограничного слоя [15–18], приводится на рис. 2 а. Максимальное различие для аргона и воздуха не превышает 30%. Аналогичное сопоставление в режимах турбулентного течения в

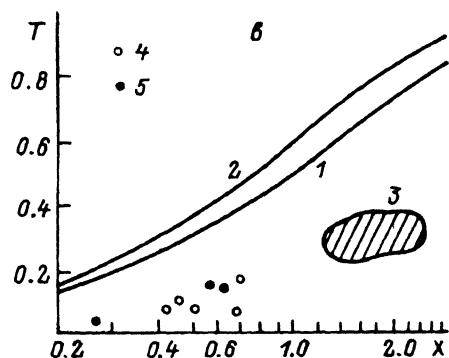
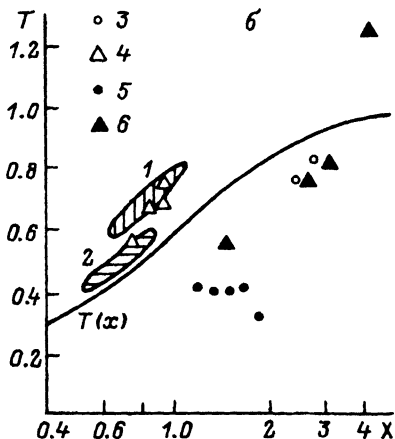
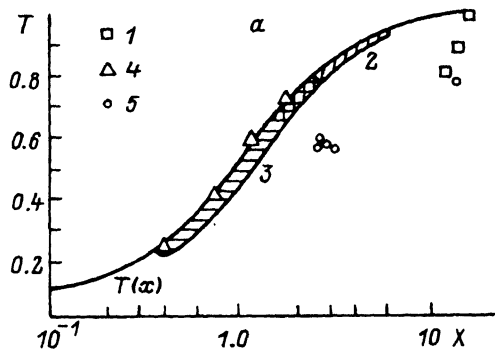


Рис. 2. Зависимость $T(X)$.

а: 1 — Ar [15]; 2 — Ar; 3 — воздух [16], 4 — воздух [17], 5 — воздух [18]; б: 1 — Ar; 2 — воздух [16], 3 — N₂ [19]; 4 — воздух [17]; 5 — воздух, N₂ [20]; 6 — воздух [21]; в: 1, 2 — расчет (1 — ламинарный пограничный слой, 2 — турбулентный пограничный слой); 3 — пары H₂O, ударная труба 98×98 мм ($p_1 = 1.87 - 2.27$ кПа); 4 — пары H₂O, ударная труба 25×25 мм ($p_1 = 0.2 - 0.4$ кПа); 5 — пары H₂O, ударная труба 98×98 мм² ($p_1 = 0.2 - 0.427$ кПа).

пограничном слое ($p_1 d \geq 12.5$ смHg·см) приводится на рис. 2 б. Данные на этом рисунке условно можно разделить на две группы. К первой группе относятся результаты, лежащие выше расчетной кривой и полученные в ударных трубах, для которых отношения расстояния измерительного сечения x от диафрагмы к диаметру $\Phi_{\text{кнд}}$ составляло $x/\Phi_{\text{кнд}} \leq 100$ [16,17,21]. Во второй группе значения расположены ниже расчетной кривой и соответствуют $x/\Phi_{\text{кнд}} > 100$ [19–21]. В первом случае отличие от расчетов не превышает 25%, во втором оно может достигать 50%. Погрешность расчета длины пробки при $x/\Phi_{\text{кнд}} > 100$ может быть связана с затуханием ударной волны, которое не учитывалось в расчетной модели [9].

При $x/\Phi_{\text{кнд}} < 100$ и $M < 6$ расхождение с расчетами [6,7] не должно превышать 25–30%, а выражения (1), (2) могут использоваться для определения L_T , L_L в опытах с различными газами.

Эффект конденсации перегретых паров ряда веществ в ударных трубах отмечался [9–13]. Вопрос о влиянии конденсации пара на длину пробки экспериментально и теоретически исследован недостаточно [22–24].

Рабочее время за падающей волной $\tau_{\text{пв}}^{\text{II}}$ (промежуток времени между приходом в измерительное сечение фронта волны и контактной поверхности) определялось по продолжительности сигнала поглощения задирующего непрерывного электроразрядного H₂O - лазера. Типичная ос-

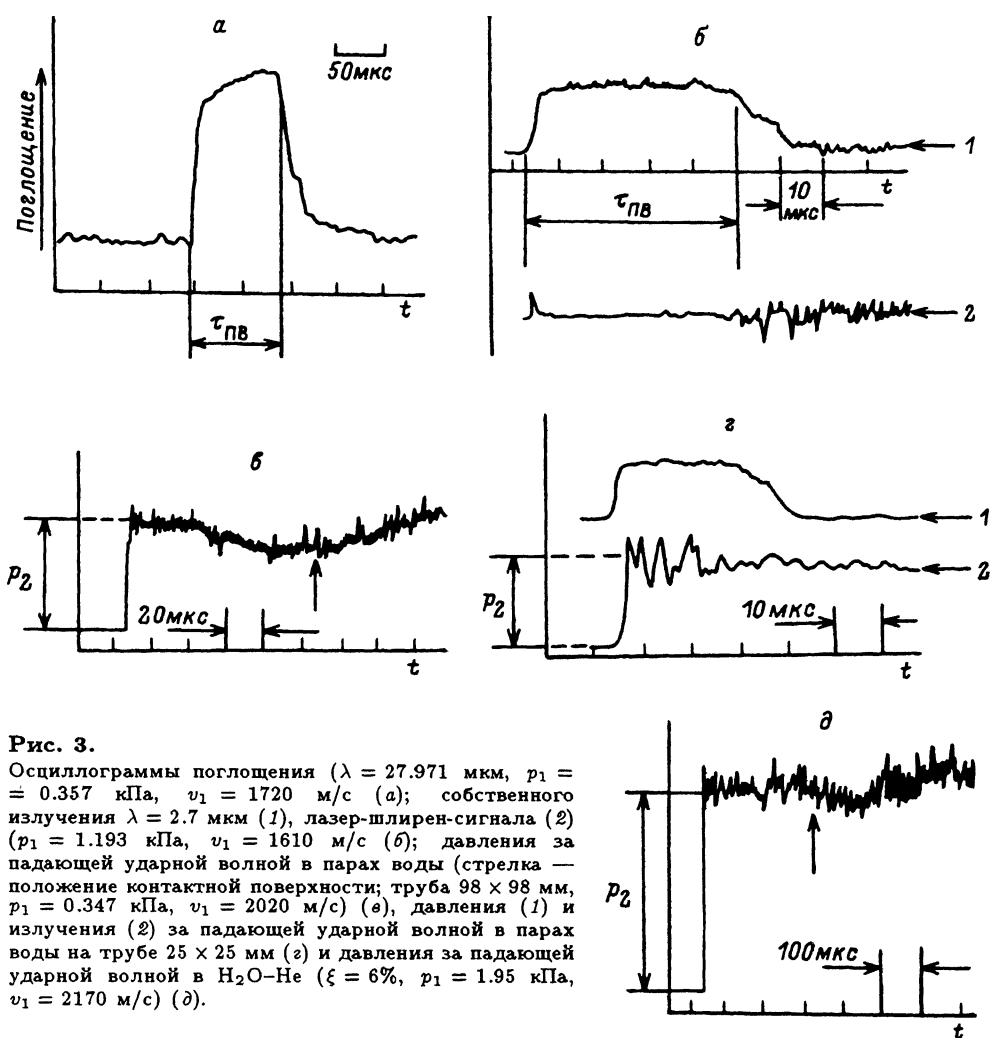


Рис. 3.

Осциллограммы поглощения ($\lambda = 27.971$ мкм, $p_1 = 0.357$ кПа, $v_1 = 1720$ м/с (а); собственного излучения $\lambda = 2.7$ мкм (1), лазер-шлирен-сигнала (2) ($p_1 = 1.193$ кПа, $v_1 = 1610$ м/с (б)); давления за падающей ударной волной в парах воды (стрелка — положение контактной поверхности; труба 98×98 мм, $p_1 = 0.347$ кПа, $v_1 = 2020$ м/с (в), давления (1) и излучения (2) за падающей ударной волной в парах воды на трубе 25×25 мм (з) и давления за падающей ударной волной в $\text{H}_2\text{O}-\text{Ne}$ ($\xi = 6\%$, $p_1 = 1.95$ кПа, $v_1 = 2170$ м/с) (д).

циллограмма сигнала поглощения излучения горячей пробкой водяного пара показана на рис. 3 а. Сигнал собственного излучения и соответствующий ему лазер-шлирен сигнал в малой трубе показаны на рис. 3 б. В момент прихода контактной поверхности в измерительное сечение начинается спад собственного излучения и появляются изменения на шлирен-сигнале.

Условия опытов на обеих установках приводятся в таблице.

Экспериментальные результаты представлены в безразмерных координатах X, T на рис. 2 в. Отметим, что измерение длин пробок в различных ударных трубах выполнено в условиях ламинарного режима течения в пограничном слое. Результаты, полученные с использованием различных методик, хорошо коррелируют между собой, что указывает на достоверность полученных данных. Вместе с тем экспериментальные результаты (4) на рис. 2 в лежат несколько ниже, чем (5). Это, по-видимому,

Таблица.

Сечение канала, мм ²	M ₁	Исследуемый газ	Толкающий газ	p ₁ , кПа	x/Φ _{квд}	Метод измерения τ _{пв}	Номер рисунка	Обозначение на рисунке
98×98	5.2-6.3	H ₂ O (пары)	H ₂ H ₂ + N ₂	0.2-0.427	72	Поглощение излучения λ = 27.971 мкм	2, в	5
98×98	4-7.2	"-"	"-"	1.87-2.27	"-"	"-"	"-"	3
25×25	4-5	"-"	H ₂ He	0.2-0.4	59.9	ИК излучение λ = 2.7 мкм, ширен-сигнал	2, в 3, в, е	4 1, 2

связано с относительностью большим влиянием конденсации на стенках в трубке с меньшим поперечным размером измерительной секции. Большинство экспериментальных результатов получено в условиях $x/\Phi_{\text{кнд}} < 100$ при $M < 6$. Согласно проведенному ранее анализу экспериментов по измерению длины пробки в газах ожидаемое отличие экспериментов от расчетов для этих условий не должно превышать 25–30%. Экспериментальные результаты на рис. 2 *в* лежат существенно ниже расчетных кривых. Это означает, что конденсация вносит заметный вклад в сокращение рабочего времени. Ее следует учитывать при рассмотрении уноса массы пара из области горячей пробки. Таким образом, в исследованных режимах размеры пробок отличаются более чем на 50% от расчетных величин, полученных без учета влияния конденсации.

3. Влияние конденсации на величину давления и однородность параметров за падающей волной

Результаты экспериментальных работ [11–13], в которых исследовалось влияние конденсации на поведение давления за падающей ударной волной, носят противоречивый характер. Так, если в работе [11] давление в пробке незначительно нарастает, то при изучении фреона [12,13] наблюдалось непрерывное падение давления за фронтом. В экспериментах с водяным паром [9] установлено, что процесс конденсации идет преимущественно на стенке трубы, а не в пограничном слое. В связи с этим особую роль играет качество и свойства поверхности. Дефекты на внутренней поверхности трубы служат активными центрами, вызывающими образование капель конденсата на стенке [9]. Роль активных центров снижается при загрязнении стенки трубы и при нанесении специального покрытия в виде тонкой пленки. В случае пленочной конденсации толщина пленки Δ растет со временем по закону $\Delta \sim \sqrt{t}$ [9].

Из сказанного следует, что в условиях массового эксперимента, т.е. когда не принимаются специальные меры по очистке стенки трубы перед каждым опытом, за ударной волной формируется течение из невязкого ядра, пограничного слоя и пленки конденсата, максимальная толщина которой определяется ее устойчивостью [9–11].

При наличии конденсации на стенках канала за движущейся ударной волной наиболее важными являются два вопроса: 1) в какой мере процесс конденсации влияет на однородность течения поперек и вдоль горячей пробки, а также на ее длину; 2) какова роль и влияние эффекта конденсации на параметры потока в пространстве вблизи стенки, соизмеримом с размером гидродинамического пограничного слоя.

Наши измерения давления на боковой стенке позволили выявить влияние процесса конденсации на характер изменения p_2 в пристеночной области. Калибровочные измерения с воздухом показали, что давление воздуха за падающей волной остается практически постоянным. Замена воздуха на водяной пар приводила к существенному изменению характера давления. Типичная осциллограмма изменения давления в парах воды приводится на рис. 3 *в*. Значение давления p_2 на фронте волны соответствовало расчетным значениям [25]. По прошествии некоторого времени (обычно $\simeq 40$ мкс) давление начинало плавно уменьшаться. Это, как и в [13], связано с конденсацией пара на стенках. При увеличении степени

пересыщения пара за падающей волной скорость падения p_2 увеличивалась и хорошо воспроизводилась в близких условиях. В момент прихода контактной поверхности в измерительное сечение давление начинало возрастать и достигало примерно уровня, соответствующего давлению на фронте ударной волны. В отличие от [13] минимальное значение p_2 в наших опытах не достигало уровня давления насыщения паров при температуре стенки трубы, а составляло от $2p_s(T_w)$ до $4p_s(T_w)$ в зависимости от режима эксперимента (p_s — давление насыщения, T_w — температура стенки). Последнее обстоятельство связано, вероятно, с короткой пробкой в парах воды, которая реализовывалась в проведенных опытах в отличие от [13]. Сделанный вывод подтверждался и результатами измерений давления в парах воды за падающей волной в малой ударной трубе. Из-за небольшого гидравлического диаметра трубы и короткой пробки процесс конденсации не успевал оказать заметного влияния на величину p_2 и давление практически не изменялось в пределах всего рабочего времени (рис. 3 з).

В работе [26] отмечалось, что незначительная газовая примесь в паре может существенно повлиять на конденсацию. В этом случае конденсация замедляется и лимитируется скоростью диффузии пара через образующийся у стенки пограничный слой газа. Из рис. 3 д видно влияние добавок гелия на величину и характер изменения давления на боковой стенке ударной трубы. Минимальная концентрация He составляла $\simeq 4\%$. При добавлении гелия на сигналах исчезал характерный спад давления, связанный с конденсацией паров воды на стенках трубы, а при уменьшении концентрации воды до $\simeq 50\%$ наблюдалось незначительное возрастание p_2 , связанное с наличием пограничного слоя (момент окончания рабочего времени $\tau_{\text{пв}}^{\text{и}}$ отмечен на рис. 3 д стрелкой). Результаты измерений давлений на фронте ударной волны (отнесенные к начальному давлению) p_{21} в воздухе, парах воды и смесях ($\text{H}_2\text{O}-\text{He}$) приводятся на рис. 4. Эксперимент согласуется с расчетом не только в опытах с водяным паром, но и в смесях ($\text{H}_2\text{O}-\text{He}$). Согласие эксперимента с расчетом служит подтверждением надежности принятого метода наполнения трубы рабочим газом и контроля содержания водяных паров в смеси.

Конденсация пара оказывает существенное влияние на величину и поведение во времени давления, измеренного на боковой стенке трубы. Вместе с тем фотографии течения в пробке нагретого пара [13] показывают, что число Маха поперек потока практически не меняется и медленно увеличивается вдоль пробки. С ростом степени перегрева отмеченный эффект уменьшается. Такое поведение числа Маха свидетельствует, с одной стороны, о незначительном изменении термодинамических параметров в потоке за фронтом, с другой — о локальности эффекта падения давления, связанного с конденсацией. Указанное падение, по-видимому, существенно на расстояниях от стенки порядка толщины пограничного слоя в паре и не оказывает заметного влияния на ядро потока.

Изменение термодинамических параметров в ядре потока вдоль пробки за счет развития пограничного слоя удается рассчитать аналитически для предельного режима течения за ударной волной [27]. Для использования результатов [27] в расчете параметров вдоль пробки следует учитывать уменьшение предельной длины пробки за счет конденсации. Разумным приближением для оценки l_m в случае конденсации (обозначим

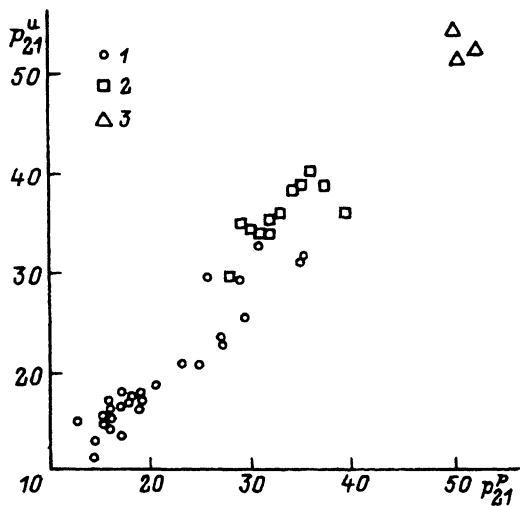


Рис. 4. Перепад давлений на фронте падающей ударной волны.

1 — пары воды, 2 — $\text{H}_2\text{O}-\text{He}$, 3 — воздух; p_{21}^u и p_{21}^p — измеренное и расчетное значение соответственно.

эту величину (l_m^*) является выражение [28]

$$l_m^* = l_m (\tau_{\text{пв}}^u / \tau_{\text{пв}}^p), \quad (4)$$

где l_m , $\tau_{\text{пв}}^p$ — значения, рассчитанные по теории [6-8]; $\tau_{\text{пв}}^u$ — продолжительность рабочего времени, измеренная непосредственно в эксперименте с водяным паром.

Положим, что появление конденсата на стенке слабо влияет на динамику роста толщины пограничного слоя, а измерения проводились в режимах, близких к предельному ($x/\Phi_{\text{кнд}} \approx 70$). Поэтому воспользуемся результатами работы [27] для оценки суммарного влияния на параметры расхода пара в пограничный слой и конденсации его на стенках трубы за движущейся ударной волной. Соответствующие изменения давления и температуры вдоль пробки (для условий эксперимента $p_1 = 0.161$ кПа, $v_1 = 3000$ м/с) приводятся на рис. 5 при двух значениях показателя адиабаты $\gamma = 1.2$ и 1.4 . Выбранные значения γ примерно соответствуют предельным значениям в экспериментах ($\gamma = 1.15-1.33$) с парами воды. Пересчет линейного масштаба в распределении параметров по длине пробки к масштабу по времени осуществляется с использованием соотношения $t = z/v_1$, где t — лабораторное время, z — расстояние от фронта ударной волны. Из рис. 5 видно, что значительные изменения параметров происходят вблизи фронта и далее вдоль пробки практически не меняются. Аналогичные оценки проводились для условий экспериментов, перекрывающих весь исследованный диапазон по давлениям и числам Маха. Расчеты, выполненные для $\gamma = 1.33$, показывают, что увеличение параметров вдоль пробки составляет не более 5% для температуры и 16% для давления.

Заключение

В результате исследований, выполненных на двух установках, отличающихся размерами и методиками измерений установлено, что запол-

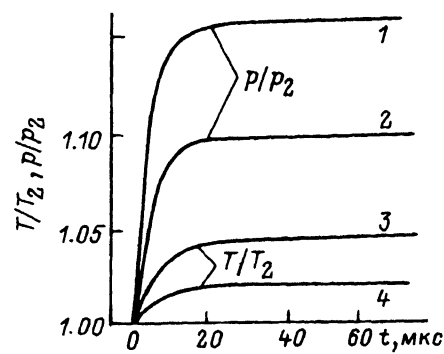


Рис. 5. Изменение параметров водяного пара в пробке.

p_2, T_2 — расчетные значения (до измеренной скорости); p, T — значения с учетом пограничного слоя [9,10]; γ : 1, 3 — 1.4; 2, 4 — 1.2.

нение канала парами воды методом испарения в вакуум обеспечивает получение устойчивого и однородного состояния водяного пара в канале при начальных давлениях от 0.067 до 3.47 кПа; для заполнения смесью H_2O-He следует использовать барботаж гелия через воду; ударная труба может с успехом использоваться для получения достаточно однородной и протяженной пробки горячего пара; конденсация увеличивает расход пара из горячей пробки и сокращает ее длину. Максимальная длина пробки в условиях эксперимента может быть меньше расчетной на 50% и более; в условиях пересыщения происходит непрерывное падение величины давления в пограничном слое за падающей ударной волной. Приход контактной поверхности в измерительное сечение восстанавливает давление до исходного уровня за фронтом ударной волны. Перепад давления на фронте волны соответствует расчетам по ударной адиабате. Добавление гелия (более 4% объемных) уменьшает эффект падения давления в пограничном слое.

Список литературы

- [1] Тестов В.Г., Британ А.Б., Грань Ю.И. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 5. С. 883–890.
- [2] Kurian J., Sreekanth A.K. // Chem. Phys. 1987. Vol. 114. N 2. P. 295–303.
- [3] Булков П.В., Вакутов В.П., Ткаченко Б.К., Широков Н.Н. // ФГВ. 1976. Т. 12, № 4. С. 568–578.
- [4] Британ А.Б., Зуев А.П., Тестов В.Г. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 2. С. 58–65.
- [5] Зуев А.П., Тарасенко М.В., Ткаченко Б.К. // Вопросы гидродинамики, аэрофизики и прикладной математики. Межведомственный сборник. 1985. С. 24–28.
- [6] Mirels H. // AIAA J. 1964. Vol. 2. N 1. P. 84–93.
- [7] Mirels H. // Phys. Fluids. 1963. Vol. 61. N 9. P. 1201–1214.
- [8] Еремич А.В., Набоко И.М., Опара А.И. // ТВТ. 1973. Т. 11. № 4. С. 823–831.
- [9] Goldstein R. // J. Chem. Phys. 1964. Vol. 40. N 10. P. 2793–2799.
- [10] Miller R.J., Daen J. // J. Phys. Chem. 1985. Vol. 69. P. 3006–3013.
- [11] Kicska P.A., Smith W.R. // J. Chem. Phys. 1967. Vol. 47. N 4. P. 1418–1427.
- [12] Maeno K., Orikasa S. // Proc XV Intern. Symp. on Shock Waves and Shock Tubes. Stanford (California), 1986. P. 563–569.
- [13] Orita E., Matsuda E., Tajima K. // Proc. XVI Intern. Symp. on Shock Waves and Shock Tubes. Aachen (W.Germany), 1988. P. 289–295.
- [14] Hfrtunian R.F., Russo F.L., Marrone P.V. // J. Aero/Space Sci. 1960. Vol. 27. N 8. P. 587–594.
- [15] Duff R.E. // Phys. Fluids. 1959. Vol. 2 N 2. P. 207–216.
- [16] Roshko F., Smith J.A. // AIAA J. 1964. Vol. 2 N 1. P. 186–187.
- [17] Musgrove P.J., Appleton I.P. // Appl. Sci. Res. 1967. Vol. 18. N 1. P. 116–155.

- [18] *Dunn M.G.* // AIAA J. 1969. Vol. 7. N 8. P. 1553-1560.
- [19] *Holbeche T.A., Spence D.A.* // Proc. R. Soc. London, 1964. Ser. A279. P. 111-128.
- [20] *Fuehrer R.G.* // Proc. VII Intern. Shock Tube Symp. Toronto, 1970. P. 22-39.
- [21] *Smeets S.* // Phys. Fluids. 1969. Vol. 12. N 5. P. 1157-1160.
- [22] *Серяков К.И.* // ФГВ. 1970. Т. 7. № 1. С. 50-54.
- [23] *Сеченов В.А., Шекотов О.Е., Бацукос О.С.* // ТБТ. 1972. Т. 11. № 1. С. 198-200.
- [24] *Ломакин Б.Н., Фортнов В.Е.* // ТБТ. 1971. Т. 9. № 6. С. 1291-1293.
- [25] *Ktonicek V., Slepicka F., Sinfer O., Koffer V.* // Acta Technica CSAV. 1962. Vol. 17. N 5. P. 542-566.
- [26] *Fujikawa S., Mizuno I., Akamatsu T., Zhurin V.V.* // Proc. XIII Intern. Symp. R. G. D., New York: Plenum Press, 1985. P. 1019-1031.
- [27] *Nirels H.* // Phys. Fluids. 1966. Vol. 9. N 10. P. 1907-1912.
- [28] *Boyd R.K., Brawn J.D., Burn G., Lippiatt J.H.* // J. Chem. Phys. 1968. Vol. 49. N 9. P. 3822-3827.

Институт радиотехники и электроники
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
17 июля 1991 г.

В окончательной редакции
27 февраля 1992 г.