

17. A. Van Tiggelen. Ionization in High Temperature Gases. N. Y.— London, 1963.
18. T. Kinbara, I. Nakamura. 5-th Symposium on Combustion. 1955.
19. A. Van Tiggelen. 9-th Symposium on Combustion. 1963.
20. В. И. Веденеев и др. Энергия взрыва химических связей. Справочник. Под ред. В. Н. Кондратьева. М., 1962.
21. H. F. Calcote. Ionization in High Temperature Gases. Acad. Press, N. Y.— London, 1963, p. 107.
22. S. N. Foner, R. L. Hudson. J. Chem. Phys., 1953, **21**, 1608.
23. E. M. Bulewicz. Nature, 1966, **211**, 5052, 1961.
24. R. F. Klemm, A. T. Blades. Nature, 1966, **212**, 5065, 920.
25. А. Гейдон. Спектроскопия и теория горения. М., ИЛ, 1950.
26. А. С. Соколик, Е. С. Семенов. ЖФХ, 1964, **38**, 7, 1784.
27. А. С. Соколик, В. П. Карпов, Е. С. Семенов. ФГВ, 1967, **3**, 1, 61.

УДК 532.693

КОНДЕНСАЦИЯ НА СТЕНКЕ УДАРНОЙ ТРУБЫ ПРИ ДВИЖЕНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПАРЕ

К. И. Серяков

(Москва)

В последнее время многообразие веществ, теплофизические и иные свойства которых изучаются с помощью техники ударных труб, начинает пополняться за счет таких, которые в обычных условиях находятся в конденсированном состоянии. Для этого их испаряют в объем камеры низкого давления, причем обычно температура ее стенок лишь немного выше точки росы. Прохождение через пар ударной волны приводит к мгновенному увеличению его давления, вследствие чего точка росы может стать выше температуры трубы и на ее стенках начнется выпадение конденсата. Такие условия, когда наблюдалась или должна была происходить конденсация, имели место в экспериментах на ударных трубах, заполненных парами воды [1], ртути [2—4], йода [5, 6], калия [7] и цезия [8].

Уход газа на стенку эквивалентен в некотором смысле его уходу в пограничный слой и так же, как во втором случае, приводит к замедлению роста длины пробки ударно сжатого газа. Достаточно быстрая конденсация может разрушить однородность пробки, состояние газа в которой станет переменным как по длине, так и по радиусу. Но даже в случае слабой конденсации образующаяся на окнах пленка жидкости будет изменять их прозрачность во время выстрела, искажая тем самым результаты оптических (и некоторых иных) исследований.

В случае заполнения ударной волны чистым, без примеси неконденсирующегося газа, паром первоначально скорость конденсации будет определяться частотой столкновения молекул со стенкой, т. е. их средней тепловой скоростью. По мере утолщения жидкой пленки температура ее поверхности увеличивается и когда она сравняется с точкой росы, дальнейший рост будет определяться скоростью отвода тепла в глубь стенки.

Будем считать, что именно второй процесс определяет в основном рост жидкой пленки на стенке. Если это не так, то заведомо имеем случай вырождения пробки в узкий ударный слой, образующийся перед контактной поверхностью. Рассмотрим квазиодномерную задачу, принимая давление газа за ударной волной постоянным по радиусу. Это допущение справедливо при малости радиальной скорости движения газа в сравнении с продольной и означает, что искривление фронта ударной

волны мало. Кроме того, пренебрежем также продольным градиентом давления, что также является оправданным для сильных ударных волн, за которыми течение газа является дозвуковым (в системе координат, связанной со скачком) с малым числом Маха, вследствие чего расширение элементарной трубки тока (вызванное конденсацией) и торможение потока не должны приводить к большому увеличению давления, плотности и энтальпии газа. Вычисление скорости конденсации упрощается, если пренебречь также перепадом температур поперек жидкой пленки¹. При этих допущениях нормальная скорость газа на стенке определяется уравнением теплового баланса, в котором приравнивается поток тепла, уходящего в стенку, потоку тепла, подводимого за счет конденсации и охлаждения газа в пограничном слое. В том случае, когда масса газа в пограничном слое много меньше соответствующего количества конденсата, уравнение теплового баланса можно записать в следующем виде:

$$v \rho \Delta h = - \lambda_c \left(\frac{d\tau}{dy} \right)_w. \quad (1)$$

Здесь и далее приняты следующие обозначения: индексом w — обозначаются условия на поверхности стенки; индексом c — величины, характеризующие материал стенки; индексом $ж$ — величины, характеризующие свойства жидкой пленки; U — скорость ударной волны относительно трубы; используется система координат, в которой волна неподвижна; x и y — продольная и нормальная координаты; u и v — продольная и радиальная скорости; скорость газа за скачком $u_0 = \theta U$;

$$\Delta h = q + h + \frac{1}{2} (1 - \theta)^2 U^2 - h_{ж} \simeq q + (1 - \theta) U^2$$

— теплота, выделяющаяся при конденсации, где q — скрытая теплота парообразования и h — удельная энтальпия; τ — температура стенки.

Температура стенки определяется одномерным уравнением распространения тепла в твердом теле [9]

$$\lambda_c \frac{\partial^2 \tau}{\partial y^2} = c_c \rho_c U \frac{\partial \tau}{\partial x} \quad (2)$$

(время t заменено на x/U)¹ при граничных условиях

$$y = 0, \tau = T_s;$$

$$y = \infty, \tau = T_1;$$

$$x = 0, \tau = T_1 \text{ при } y > 0.$$

Решением этого уравнения является

$$\tau(x, y) = T_s + (T_1 - T_s) \Phi \left(\frac{y}{2 a_c \sqrt{x}} \right), \quad (3)$$

где $\Phi(x)$ — интеграл ошибок $\left(\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx \right)$ и $a_c = \sqrt{\frac{\lambda_c}{c_c \rho_c U}}$.

Решение (3) дает следующую величину скорости уноса пара из пробки:

$$v = \frac{\sqrt{\lambda_c \rho_c c_c U} (T_s - T_1)}{\sqrt{\pi x} \rho \Delta h} \quad (4)$$

и, следовательно, толщина пленки конденсата должна нарастать по закону

$$\delta_{ж} = \frac{2 \sqrt{\lambda_c \rho_c c_c} (T_s - T_1)}{\sqrt{\pi U} \rho_{ж} \Delta h} \sqrt{x}. \quad (5)$$

¹ Отметим, что последнее допущение предполагает также пренебрежение структурой конденсированного слоя, вследствие чего последующее рассмотрение может быть распространено на случай капельной конденсации.

Как уже отмечалось выше, скорость газа за скачком в случае сильной ударной волны много меньше местной скорости звука. Поэтому, если не принимать во внимание тонкий пограничный слой, в котором происходит резкое уменьшение температуры, движение газа за ударной волной можно рассматривать как движение несжимаемой жидкости. Тогда распределение продольной скорости в пробке в квазиодномерном приближении определяется только уравнением неразрывности

$$S \frac{du}{dx} = -Pv, \quad (6)$$

где S и P — сечение и периметр трубы. Для круглой трубы имеем

$$u = \theta U - \frac{8\sqrt{\lambda_c \rho_c c_c} U (T_s - T_1)}{\sqrt{\pi} \Delta h \rho d} \sqrt{x}, \quad (7)$$

где d — диаметр трубы. Значение x , при котором $u=0$, является, очевидно, той максимальной длиной, l_{\max} , больше которой пробка не может быть. Из (7) находим

$$l_{\max} = \frac{\theta^2 U \Delta h^2 \rho^2 \pi d^2}{64 \lambda_c \rho_c c_c (T_s - T_1)^2}. \quad (8)$$

Таким образом, зависимость максимальной длины пробки от давления и диаметра канала имеет тот же вид, что и в теории вязкостного пограничного слоя за ударной волной [10].

Теперь можно количественно выразить допущения, положенные в основу вывода формул (5) и (8). Квазиодномерное приближение выполняется при условии

$$\frac{l_{\max}}{d} \gg 1. \quad (9)$$

Как будет показано ниже, наблюдения в эксперименте не обнаруживают существенного отклонения от одномерности, когда это сильное неравенство заменяется приблизительным равенством. Пренебрежение образованием газового пограничного слоя справедливо, когда

$$l_{\max} \ll L_{\max}, \quad (10)$$

где L_{\max} — максимальная длина пробки в трубе с абсолютно нетеплопроводными стенками (отсутствие конденсации). Перепадом температур в жидкой пленке Δt можно пренебречь, если он много меньше амплитуды тепловой волны в стенке $T_s - T_1$, т. е.

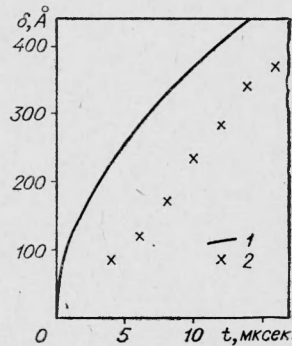
$$\frac{\Delta T}{T_s - T_1} = \frac{2 \lambda_c \rho_c c_c (T_s - T_1)}{\pi \lambda_{ж} \rho_{ж} \Delta h} \ll 1. \quad (11)$$

В случае, если этот перепад нельзя считать малым, его можно приближенно учесть в (5) и (8), введя вместо $T_s - T_1$, величину $T_s - T_1 - \Delta T$.

Интересно произвести сравнение полученных результатов с экспериментальными данными. Из всех работ [1—8] только эксперименты Гольдштейна [1] удовлетворяют условиям (9) — (11). В этой работе исследован процесс пленочной и капельной конденсации паров воды на поверхности стеклянных смотровых окон. На рис. 1 приводятся результаты измерения толщины пленки и расчета этой толщины по формуле (5). Видно, что в начальный момент различие хода обеих кривых значительно, но уже через 10—20 мксек они становятся близкими друг к другу. Это различие объясняется тем, что в начальный момент скорость кон-

денсации лимитируется частотой столкновения молекул со стенкой и коэффициентом аккомодации. Однако некоторое различие экспериментально измеренной скорости роста пленки и рассчитанной может сохраниться и в дальнейшем вследствие наличия в паре очень малой практически не контролируемой примеси первоначально растворенного в воде воздуха, который может заметно уменьшить эту скорость даже при концентрациях в десятые и сотые доли процента.

Условие (9) не удовлетворяется в экспериментах с парами цезия [8]. Оценки по формуле (8) показывают, что при движении ударной волны со скоростью 1,4 км/сек по пару с давлением 30 мм рт. ст. максимальная длина пробки равна 2 мм. Конечно, при столь быстрой конденсации уравнение (6) не является справедливым и полученный результат указывает только на то, что пробка должна вырождаться в тонкий ударный слой, который в некотором отношении подобен ударному слою, образуемому перед движущимся со сверхзвуковой скоростью затупленным телом с радиусом носка, равным радиусу трубы. При этом размер зоны нагретого светящегося газа должен быть также порядка радиуса трубы, что подтверждается приведенными на рис. 2 осциллограммами сигнала с ФЭУ [8]. Здесь на осциллограмме 1 участок *abc* соответствует свечению ударной волны через первое окно, в точке *b* находится фронт волны (регистрируется ионизационным датчиком); участки *cde* на осциллограммах 1 и 2 соответствуют свечению ударной волны через второе окно. Расплывание сигнала в предфронтную область путем рассеивания света на окнах характеризуется участками *ab* и *cd*; поглощение света лампы пленкой конденсата после прохождения волны прослеживается на участках *ef*.



ударной волной.
Рис. 1. Сравнение измеренной и вычисленной толщин водяной пленки на поверхности смотрового окна, образуемой при конденсации пара за 1 — расчет по формуле (5); 2 — эксперимент Гольдштейна [11].

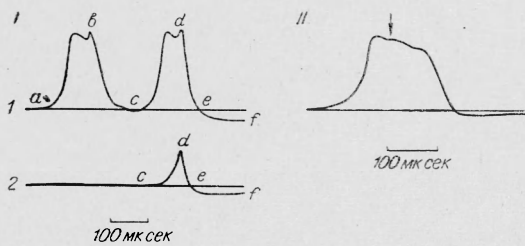


Рис. 2. Свечение ударной волны в парах цезия.

I — эксперимент при заполнении трубы чистым паром: 1 — свечение из двух окон регистрируется ФЭУ, работающим в режиме насыщения тока (при максимальной освещенности во время опыта); 2 — свечение из второго окна регистрируется ФЭУ, работающим в нормальном режиме. Через второе окно труба дополнительно просвечивается лампой ДКСШ-1000; II — эксперимент при заполнении трубы смесью цезия с аргоном (3% мольных); ФЭУ работает в режиме насыщения тока, стрелкой обозначено положение фронта волны. Размер пробки увеличивается.

Аналогичное положение должно иметь место в экспериментах с парами ртути [2—4]. Здесь, как и в [6], конденсация должна привести к искривлению фронта ударной волны и ухудшению прозрачности оптических окон. Однако это в работе [2—4] не отмечалось.

Это можно объяснить наличием в парах ртути примеси посторонних неконденсирующихся газов. В этом случае скорость конденсации лимитируется скоростью диффузии пара через образующийся у стенки пограничный слой газа. Используя метод, аналогичный выводу формулы (8), можно получить, что максимальная длина пробки при этом следующая:

щим образом зависит от мольной концентрации примешанного газа r

$$l_{\max} = \frac{(Sc_w + 1) \theta U \rho d^2 p_1}{32 \left(1 + \frac{\theta w}{2 Sc_w}\right)^2 K_{ab} \mu_w p_2} r, \quad (12)$$

где μ_w — вязкость газа вблизи стенки; число Шмидта $Sc_w = \frac{\mu_w}{\rho_w D_w}$; p_1/p_2 — отношение давления перед скачком к давлению после скачка; K_{ab} — коэффициент порядка единицы, учитывающий изменение плотности и вязкости смеси поперек пограничного слоя (для смеси воздух — ртуть $K_{ab} \approx 2$).

В [3] измеренная длина пробки при скорости $M=10$ равнялась 6 см. Эта длина в несколько раз меньше той, которую предсказывает идеальная теория, не учитывающая унос газа на стенку. Поэтому измеренную длину можно принять за максимальную. Расчет по формуле (2) показывает, что для получения таких длин требуется примесь воздуха в количестве $0,02 K_{ab}$. По оценкам авторов работы [3], количество примеси было несколько меньше и не превышало 1%. Впрочем, согласно данным [4], измеренные длины пробок имели очень большой разброс и среди них были такие, величина которых составляла не более 2—3 см¹. Тем не менее теоретические оценки по формуле (12) дают завышенные в сравнении с опытными результаты.

Однако при столь малых длинах пробок само уравнение (12) нельзя считать справедливым. Условием его применимости является неравенство (9), которое в применении к уравнению (12) является математическим выражением двух допущений: 1) течение газа вне пограничного слоя является одномерным и 2) возможно применение уравнений пограничного слоя. Как будет показано ниже, первое допущение не является «жестким» и оно выполняется при тех длинах пробок, которые имели место в эксперименте. Однако невыполнение второго допущения может привести к увеличению, по сравнению с оцененной по формуле (12), длины пробки.

Наряду с этой причиной расхождения теоретических и экспериментальных данных укажем в виде гипотезы также на следующие. При расчете по формуле (12) предполагалось, что примесным газом является воздух. Однако известно [11, 12], что при температуре 200—300°С происходит интенсивное отделение адсорбированных на металле газов и паров, прежде всего воды, окиси углерода, водорода, и, в случае предварительной промывки трубы органическими растворителями, углеводов. Наличие в остаточном газе этих компонент, многие из которых имеют меньшую по сравнению с воздухом вязкость, может привести к некоторому увеличению длины пробки.

При рассмотрении влияния постороннего газа на скорость конденсации пара предполагается, что этот газ поступает в пограничный слой из парогазовой смеси. Однако в принципе возможно поступление газа также с самих стенок. Известно, что ударная волна оказывает сильное эрозионное действие на поверхность конструктивных элементов трубы, в частности на смотровые окна. Естественно, когда эти поверхности покрыты слоем адсорбированных газов или паров воды, в первую очередь должны отрываться молекулы именно этих непрочных соединений. Такое поступление газа со стороны стенок должно в еще большей мере затормозить процесс конденсации и привести к увеличению максимальной длины пробки.

¹ Отметим, что этот разброс также подтверждает важное значение наличия в паре примеси газа, которая от опыта к опыту была, естественно, неодинаковой.

Косвенным указанием на то, что этот процесс может играть заметную роль, являются эксперименты с парами йода [5, 6], в которых концентрация остаточного газа могла быть сделана исчезающе малой, однако значительного сокращения длины пробки при этом не наблюдалось. Впрочем, уменьшение скорости конденсации в этих экспериментах могло быть связано с поступлением в пар газов, сорбированных в кристаллическом йоде.

Как уже отмечалось выше, быстрая конденсация может привести к искривлению фронта ударной волны, что должно выразиться в нескачкообразном изменении плотности при прохождении волны через диагностирующий луч. В экспериментах [3] такая нескачкообразность обнаружена не была, во всяком случае на длинах 1—2 мм. Форму фронта можно принять приблизительно сферической. Тогда величина нормальной к фронту компоненты скорости набегающего потока будет изменяться при переходе от осевой линии тока к пристеночной не более чем на 0,1—0,5%. С такой же точностью будут постоянными (в радиальном направлении) параметры газа в пробке за ударной волной. Это показывает справедливость допущения о квазиодномерности течения в пробке в условиях работы [3], а поскольку там $\frac{l_{max}}{d} = 0,8$, одновременно указывает на возможность замены знака неравенства в условии (9) приблизительным равенством.

Как известно, металлы обладают очень большим показателем поглощения света. Поэтому конденсация ртути на окнах, толщина пленки которой в конце пробки будет достигать примерно 300 Å, должна привести к ослаблению интенсивности просвечивающего луча. Согласно измерениям Майера [13] в толстых слоях ртути, оптическая плотность почернения окон в диапазоне 2500—5700 Å будет изменяться в пределах 1,5—2,5. Однако поглощение металлом в тонких пленках существенно отличается от поглощения в толстых слоях [14], причем обычно с уменьшением толщины эффективный показатель поглощения уменьшается. В эту же сторону действует также такой фактор, как исключительная кратковременность образования пленки в ударной трубе. По-видимому, эти два обстоятельства были столь сильно выраженными, что ухудшение прозрачности окон авторами работ [2, 3] отмечено не было.

Информация относительно особенности конструкции трубы и условий проведения эксперимента в [4] недостаточна для того, чтобы оценить степень влияния конденсации на полученные результаты по скорости ионизационной релаксации. Необходимо только отметить, что качественно зависимость скорости конденсации от плотности и температуры газа в пробке совпадает с соответствующей зависимостью скорости ионизации. То, что это обстоятельство не следует упускать из виду, подтверждается экспериментами с цезием [8], где отмечалось образование проводящей металлической пленки на изоляторе ионизационных датчиков.

Проведенное рассмотрение и анализ относящихся к нему экспериментальных работ показывает, что при планировании какого-либо исследования на ударных трубах, заполняемых парами, и при интерпретации результатов, которые могут быть получены, должно быть обращено особое внимание на возможную конденсацию пара. В ряде случаев стремление к «чистому» эксперименту, к полному удалению из исследуемого пара газовой примеси может привести к исчезновению однородной пробки. И, наоборот, наличие такой примеси может обеспечить успех эксперимента, как это имело место в работах с парами ртути и йода.

Поступила в редакцию
20/III 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Goldstein. J. Chem. Phys., 1964, 40, 2973.
2. Ю. А. Дунаев, Г. К. Тумакаев, А. М. Шухтин. ЖТФ, 1961, 31, 1119.
3. Г. К. Тумакаев, В. Р. Лазовская. ЖТФ, 1964, 34, 1879.
4. Г. К. Тумакаев, В. Р. Лазовская. Сб. «Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений». М., «Наука», 1967.
5. С. А. Лосев, Н. А. Генералов и др. Вест. МГУ, 1965, 6, 29.
6. В. Д. Косынкин, Н. А. Генералов. ФГВ, 1966, 4, 62.
7. R. M. Hill, V. Carr. Nature, 1965, 288, 5006, 176.
8. А. А. Суслов, К. И. Серяков, Л. В. Гурвич. Тезисы докл. на 11 научной конференции НИИВТ, 1966.
9. Х. Майрелс. Сб. «Ударные трубы». Под ред. Х. А. Рахматуллина и С. С. Семенова. ИЛ, 1962.
10. Е. В. Ступоченко, С. А. Лосев, А. И. Осипов. Релаксационные процессы в ударных трубах. М., «Наука», 1965.
11. Д. Лихтман, А. Геблинг. Сб. «Современная вакуумная техника», ИЛ, 1963.
12. J. Lozano. Anales Real Soc. Espanola Fis. Quim., 1965, 61a, 91.
13. W. Meier. Ann. Phys. 1910, 31, 1017.
14. Г. В. Розенберг, Оптика тонкослойных покрытий. М., Физматгиз, 1958.

УДК 536.46+662.61

О ВЛИЯНИИ ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ПЛАСТИНЫ ТОПЛИВА В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ОКИСЛИТЕЛЯ

Ю. А. Кустов, С. С. Рыбанин

(Москва)

В большей части теоретических работ, посвященных горению пластины топлива в потоке окислителя [1—4], предполагается, что скорость химической реакции бесконечно велика. Однако если горение в пограничном слое рассматривать, основываясь на представлениях Я. Б. Зельдовича [5] о диффузионном горении, то становится ясным, что химическая кинетика может оказывать заметное влияние на свойства изучаемого процесса. Действительно, если скорость химической реакции считать конечной, то по длине пластины можно выделить три области, отличающиеся взаимоотношением между кинетическими и диффузионными факторами.

1. $0 < x < x_m$ (рис. 1). В этой области горения нет, а развивается только динамический пограничный слой. Вблизи края пластины градиенты концентраций и, следовательно, потоки реагентов в зону горения весьма велики, поэтому химическая реакция, имеющая конечную скорость, не успевает перерабатывать реагирующие вещества, вследствие чего наступает срыв горения.

Горение начинается при $x = x_m$, где градиенты концентраций и диффузионные потоки равны предельным.

2. $x_m < x < x_m'$. В этой области на скорость горения пластины оказывают влияние как диффузионные, так и кинетические факторы.

3. При $x > x_m'$, где пограничный слой имеет достаточно большую толщину, градиенты концентрации и диффузионные потоки становятся сравнительно малыми, поэтому химическая реакция без труда перерабатывает вещество, поступающее в зону горения.