

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М., «Наука», 1973.
2. К. К. Куо, R. Vichnevetsky, M. Summerfield. AIAA J., 1973, 11, 4.
3. В. Ф. Дубовицкий, В. Г. Коростелев и др. ФГВ, 1974, 10, 6.
4. С. С. Забродский. Гидродинамика и теплообмен в псевдоожигенном слое. М.—Л., ГЭИ, 1963.
5. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М., «Наука», 1968.
6. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение ВВ. М., ГЭИ, 1957.
7. J. W. Taylor. Transactions of the Faraday Society, 1962, 58, 471, 3.
8. К. К. Куо, M. Summerfield. AIAA J., 1974, 12, 1.
9. А. Э. Шейдеггер. Физика течения жидкостей через пористые среды. М., ГЭИ, 1960.
10. М. Е. Швец. Прикладная математика и механика. 1949, 13, 3.
11. С. А. Гандин. ПММ, 1950, 14, 4.
12. Д. Ж. Коул. Методы возмущений в прикладной математике. М., «Мир», 1972.
13. Д. Б. Сполдинг. Конвективный массоперенос. М.—Л., «Энергия», 1965.

УДК 533.915, 535.21, 536.46

«ГОРЕНИЕ» КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ СПЛОШНОГО СПЕКТРА

В. И. Бергельсон, И. В. Немчинов, В. В. Новикова

(Москва)

Развитие техники привело к созданию мощных источников излучения инфракрасного, оптического и ультрафиолетового диапазона. При воздействии такого излучения на поверхности твердого тела возникает струя интенсивно светящихся паров, которую иногда по аналогии с обычным горением называют факелом. Для определения параметров факела применяются газодинамические методы, оправдавшие себя при исследовании классических задач о горении конденсированных веществ.

Очень большие плотности потока энергии излучения удается создать с помощью оптических квантовых генераторов, монохроматическое излучение которых имеет узкую диаграмму направленности, что позволяет сфокусировать его на небольшую площадь. Описанию взаимодействия такого излучения с веществом посвящена обширная литература (см., например, обзорные работы [1—3]). Гораздо меньше опубликовано работ, посвященных действию излучения ультрафиолетового диапазона, созданного высокотемпературными источниками излучения сплошного спектра. Вместе с тем такие источники могут быть достаточно интенсивными, что позволяет проводить с их помощью эксперименты, аналогичные случаю лазерного воздействия [4—6]. Например, в источнике взрывного типа [7], в котором рабочим газом является гелий с потенциалом ионизации 24,6 эВ (при скорости фронта ударной волны около 60 км/с, температуре газа на фронте около 8 эВ на расстояниях перед фронтом порядка характерного размера светящейся поверхности), удается достичь плотности потока излучения порядка 100—150 МВт/см² при учете поглощения части излучения в холодном гелии перед фронтом.

При действии на мишень оптического излучения с такой плотностью потока пары первоначально имеют температуру, близкую к температуре фазового перехода, являются слабо ионизованными и прозрачными для падающего излучения. По веществу распространяется волна испа-

рения. Однако через некоторое время возникает быстрый разогрев паров, их существенная ионизация, приводящая к интенсивному поглощению ими излучения,— происходит «вспышка» поглощения, исследованная теоретически [8, 9] и экспериментально [10]. Слой паров как бы экранирует испаряющуюся поверхность. Аналогичное явление имеет место и при действии сравнительно низкотемпературных источников излучения сплошного спектра [5].

Характерная особенность высокотемпературных источников излучения сплошного спектра — это присутствие в их спектре значительной доли ультрафиолетового излучения, способного к поглощению в образующихся парах благодаря фотоэффекту. Величина пробега такого излучения составляет обычно доли миллиметра, т. е. сравнительно тонкий слой паров оказывается непрозрачным для значительной части падающего излучения и экранировка возникает практически одновременно с испарением. Поглощение излучения приводит к быстрому повышению температуры края слоя паров. Благодаря этому происходит ионизация поверхностных слоев и увеличение их прозрачности для ультрафиолетовой части спектра. Излучение проникает в более глубокие слои паров, вызывая их разогрев, ионизацию и просветление. По веществу вслед за волной испарения распространяется волна ионизации [11]. С другой стороны, излучение оптического и инфракрасного диапазона, наоборот, начинает поглощаться в ионизованном газе благодаря тормозному механизму. Нагретый слой паров сам начинает интенсивно испускать излучение. Таким образом, решение задачи о «горении» поверхности твердого тела под действием излучения сплошного спектра тесно связано с решением задачи о переносе энергии излучения сквозь слой паров.

Решение такой газодинамической задачи представляется затруднительным с технической точки зрения, поскольку для определения поля излучения (а с ним и энерговыделения в слое паров) требуется в каждый момент времени проинтегрировать уравнение переноса для различных энергий квантов и направлений распространения излучения, причем спектральные коэффициенты поглощения κ_ϵ в каждой точке пространства изменяются с изменением температуры и плотности вещества в процессе его нагрева и разлета. В силу довольно сложной зависимости κ_ϵ от энергии квантов ϵ для определения истинного спектрального состава излучения требуется довольно большое число точек по ϵ .

Процессы подвода энергии в слой паров носят с газодинамической точки зрения медленный характер [12], поскольку за время действия источника звуковые возмущения успевают многократно распространяться по слою, из-за чего полное число расчетных слоев газодинамической задачи по времени обычно достаточно велико (порядка 10^3 — 10^4). В результате объем вычислений становится чрезвычайно большим. Вместе с тем такой «медленный» характер процессов энерговыделения дает основание для применения метода осреднения переноса излучения [13]. Сущность этого метода состоит в том, что уравнение переноса интегрируется полностью не на каждом временном слое, а лишь в некоторые моменты осреднения t_0 , скажем, несколько раз или несколько десятков раз за задачу. В остальные моменты времени используется осредненное уравнение переноса, коэффициенты в котором определены в моменты t_0 .

Поясним этот метод, пренебрегая для простоты собственным излучением. Уравнения переноса излучения источника в одномерном плоском случае имеют вид

$$\mu \frac{\partial I_\epsilon}{\partial m} = -\kappa_\epsilon I_\epsilon, \quad \frac{\partial x}{\partial m} = V = 1/\rho, \quad (1)$$

где I_ϵ — спектральная интенсивность излучения, являющаяся функцией 4 переменных (ϵ, μ, m, t); κ_ϵ — спектральный массовый коэффициент

поглощения; V — удельный объем; x — эйлерова координата; ρ — плотность; m — лагранжева (массовая) координата; $\mu = \cos \theta$ (θ — угол между направлением распространения излучения и осью x). Величина I_ε на границе слоя паров $m=0$ считается заданной во все моменты времени t для всех μ и ε . Плотность потока определяется соотношением

$$q = 2 \int_0^{\infty} \int_0^1 I_\varepsilon \mu d\mu d\varepsilon. \quad (2)$$

Интегрируя уравнение переноса (1) по μ и ε получаем определенное уравнение переноса

$$\frac{\partial q}{\partial m} = -\frac{\xi}{c} \kappa_0 q; \quad (3)$$

$$2cU = q, \quad U = \int_0^{\infty} \int_0^1 I_\varepsilon d\mu d\varepsilon, \quad (4)$$

$$\xi = \langle \kappa \rangle / \kappa_0, \quad \langle \kappa \rangle = \int_0^{\infty} \int_0^1 \kappa_\varepsilon I_\varepsilon d\mu d\varepsilon / U. \quad (5)$$

Здесь U — средняя интенсивность излучения, c — средний косинус, $\langle \kappa \rangle$ — истинный средний коэффициент поглощения, κ_0 — опорный коэффициент поглощения, осредненный по некоторому стандартному спектру, например, по спектру в некоторый момент t_0 на заданной глубине, там, где величина q вдвое меньше своего гранитного значения (т. е. в области, где выделяется основная часть энергии). Коэффициент ξ характеризует искажение истинного спектра по сравнению со «стандартным», поэтому может быть назван коэффициентом искажения. Величины c и ξ вычисляются по (4) и (5) и «сохраняются» в промежутках между осреднениями. Для повышения точности применяется пересчет по времени.

Таким образом, осреднение ведется по истинному спектру и по истинной диаграмме направленности излучения в каждой точке. Сравнение коэффициентов ξ и c в уравнении (3) в различные моменты времени позволяет дать объективную, сравнительно легко автоматизируемую оценку необходимого числа осреднений. В результате предварительного анализа задачи и пробных расчетов производится отбор «главной переменной», от которой в первую очередь зависят безразмерные коэффициенты в осредненном уравнении переноса излучения, что улучшает интерполяцию и позволяет сократить число осреднений. В рассматриваемой задаче, естественно, в качестве такой главной переменной выбрать оптическую толщину

$$\tau = \int_0^m \kappa_0 dm. \quad (6)$$

Изложим результаты применения метода осреднения к конкретной задаче о действии упомянутого выше гелиевого источника [7] излучения на алюминий. Диаметр трубки, по которой распространяется излучающая ударная волна, составляет около 1 см. Поэтому характерное время воздействия излучения на мишень, расположенную перед выходом из трубки, в течение которого интенсивность близка к максимальной, составляет примерно 0,2—0,4 мкс. За это время к поверхности подводится энергия около 30—60 Дж/см². Вообще говоря, имеет место задержка начала испарения за счет отвода тепла в более глубокие слои вещества. Однако, во-первых, поверхность как бы подготавливается за счет действия менее мощных, но более длительных потоков излучения, которые имеют место при движении ударной волны на далеких расстояниях от

мишени, заметно превышающих диаметр трубки. Во-вторых, теплоотвод сильно уменьшается даже при действии на хорошо проводящие тепло материалы, если такой материал нанесен в виде тонкого слоя (порядка нескольких микрометров при временах воздействия порядка микросекунд) на вещество с плохой теплопроводностью. Поэтому в дальнейшем теплоотводом пренебрегаем.

Испарение считается происходящим в узкой зоне, волне испарения дефлаграционного типа, движение — плоским, одномерным. Соответствующая система газодинамических уравнений и соотношений на волне испарения, а также разностная схема даны в [8], где рассматривалась аналогичная задача о действии направленного монохроматического излучения. Различие состоит лишь в способе определения плотности потока q (в данном случае — по уравнению (3)). Используемые в расчетах величины коэффициентов поглощения частично приведены в [13].

На рис. 1 представлено распределение температуры T по массе слоя m , отсчитанной от границы слоя паров, для моментов времени t , равных 0,067 (1), 0,145 (2), 0,305 (3) и 0,479 мкс (4). Вследствие того, что пары даже в холодном состоянии интенсивно поглощают падающее излучение (величина $\langle \kappa \rangle$ порядка $3 \cdot 10^4$ см²/г), температура быстро повышается от 0,4—0,5 эВ (значения, близкие к температуре фазового перехода при развивающихся в результате разлета давлениях порядка 500 бар) до 1,5—2 эВ, когда начинается существенная ионизация алюминиевых паров. Затем T по-прежнему нарастает, но более медленно, поскольку величина $\langle \kappa \rangle$ постепенно падает. К моменту времени 0,5 мкс температура достигает 3,5 эВ. При этом вклад переизлучения в балансе энергии в парах еще пренебрежимо мал. Несмотря на экранировку испаряющейся поверхности, отношение максимального давления к плотности потока остается довольно высоким (3—4 дин·с/Дж). Качественно картина процесса соответствует оценкам [4, 11—15].

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента искажения ξ от оптической толщины τ в различные моменты времени: 1— $t=0,27 \cdot 10^{-1}$, 2— $0,66 \cdot 10^{-1}$, 3—0,155, 4—0,337, 5—0,420 мкс. Видно, что в области, где выделяется основная часть энергии, различие в $\xi(\tau)$ при разных t сравнительно невелико, т. е. выбранная частота осреднений является достаточной. В более глубоких слоях, прилегающих к волне испарения, выделяется сравнительно мало энергии. Эта зона достаточно узка — «волна ионизации», и уточнение ее структуры оказывает сравнительно слабое влияние на величину параметров в соседних областях.

Эффективность метода в данном случае оказывается достаточно высокой даже при осреднении по всему спектру. Это связано с тем, что потенциал ионизации алюминия очень низок и практически все падающее излучение поглощается в волне ионизации, которая движется непосредственно за волной испарения. Если выбрать источник с меньшей

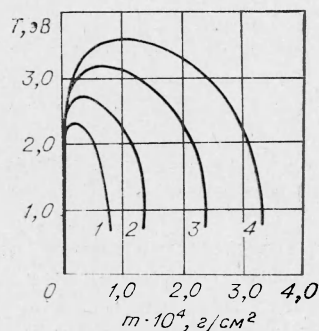


Рис. 1.

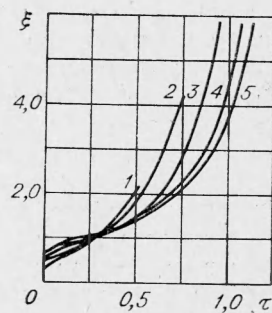


Рис. 2.

характерной энергией квантов, облучающий вещество с большим потенциалом ионизации, то придется использовать осреднение не по всему спектру, а хотя бы по двум группам — «мягкой» и «жесткой», характеризующимся различным поведением $\langle \kappa \rangle$ при $T \rightarrow 0$.

Использованный метод, по-видимому, может быть применен и при решении задач об обычном горении конденсированного топлива в тех случаях, когда излучение из пламени играет существенную роль.

Поступила в редакцию
20/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Анисимов, Я. А. Имас и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970.
2. Ю. В. Афанасьев, О. Н. Крохин. Труды ФИАН, 1970, 52, с. 118.
3. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков. Труды ФИАН, 1970, 52, с. 171.
4. И. Ф. Жариков, И. В. Немчинов, М. А. Цикулин. ПМТФ, 1967, 1, 31.
5. Е. Г. Попов, А. А. Провалов, М. А. Цикулин. Докл. АН СССР, 1970, 194, 4, 805.
6. Ю. Н. Киселев, Б. Д. Христофоров. ФГВ, 1974, 10, 1, 116.
7. А. Е. Войтенко. Докл. АН СССР, 1964, 158, 6, с. 1278.
8. Г. Г. Виленская, И. В. Немчинов. ПМТФ, 1969, 6, 3.
9. В. И. Бергельсон, А. П. Голубь и др. Квантовая электроника, 1973, 4(16), 20.
10. Я. Т. Гноевой, А. И. Петрухин и др. Письма в ЖЭТФ, 1971, 5, 35.
11. И. В. Немчинов. Аннот. докл. на III Всес. съезде по теор. и прикл. механике. М., «Наука», 1968, 227.
12. И. В. Немчинов. В сб. Механика сплошной среды и родственные проблемы анализа. М., «Наука», 1972, с. 337.
13. И. В. Немчинов. ПММ, 1970, 34, 4, 706.
14. В. М. Кроть, И. В. Немчинов. ПМТФ, 1968, 5, 32.
15. И. В. Немчинов. ПМТФ, 1973, 3, 41.

УДК 536.46+541.412+621.762.242

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА БЕЗГАЗОВОГО ГОРЕНИЯ СМЕСЕЙ ПОРОШКОВ РАЗНОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ. II. ВЛИЯНИЕ СОСТАВА СМЕСЕЙ НА ФАЗОВЫЙ СОСТАВ ПРОДУКТОВ И СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ

Ю. С. Найбороденко, В. И. Игин

(Томск)

Интерметаллические соединения используются в настоящее время для создания катализаторов, жаропрочных, сверхпроводящих, магнитных, режущих материалов и легирования сталей и сплавов. Для их получения в последнее время разработан весьма простой и экономичный самораспространяющийся высокотемпературный (СВ) синтез или синтез в режиме горения [1, 2]. Изучено влияние различных факторов (пористости брикетов, дисперсности компонентов, степени разбавления) на скорость и режим горения [3, 4].

В настоящей работе получены данные о влиянии концентрации исходных реагентов в смеси разнородных металлических порошков на фазовый состав продуктов и скорость горения. Эти данные очень важны для разработки оптимальной технологии производства интерметаллических соединений и материалов на их основе с помощью СВ-синтеза.