

3. Выход детонационной волны, распространяющейся по такой смеси, на стационарный режим происходит постепенно, на некотором отрезке пути, примыкающем к месту инициирования детонации, величина которого зависит от физико-химических свойств частиц.

4. Существует предельный начальный радиус частиц r_0^* , выше которого они уже не оказывают существенного влияния на структуру и параметры детонационной волны.

Поступила в редакцию
17/IX 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. А. Антонов, А. М. Гладиллин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, 5.
2. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 2. М., Изд-во АН СССР, 1962.
3. Основы газовой динамики. Под ред. Г. Эммонса. М., ИЛ., 1963.
4. O. J. Engel. J. National Bur. Standards, 1958, 60, 3.
5. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчийн. ФГВ, 1973, 9, 1.
6. Л. Комбс. В сб. «Детонация и двухфазное течение». М., «Мир», 1966.

УДК 535.89+535.21

ВЗРЫВНОЙ ИСТОЧНИК МОЩНОГО СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СПЛОШНОГО СПЕКТРА

Ю. Н. Киселев, Б. Д. Христофоров

(Москва)

Ранее [1, 2] предложены взрывные источники света с плотностью потока излучения, падающего на мишень, до 10^7 Вт/см², в которых излучателем является возбуждаемая взрывом кумулятивного заряда сильная ударная волна, распространяющаяся в канале со взрывающимися или отражающими свет стенками. В настоящей работе в качестве взрывного источника света использован взрывной компрессор (рис. 1), разработанный А. Е. Войтенко [3—6], наполненный неоном при атмосферном давлении. Это устройство позволило получить плотности потока излучения до 10^8 Вт/см².

Разгоняемый продуктами взрыва заряда дюралевый ударник сжимает неон в сферическом сегменте. Потоки газа, имеющие у стенок скорости, близкие к фазовой скорости точки контакта ударника с поверхностью сферы, сталкиваются у вершины сегмента и в виде плотной высокотемпературной плазмы выходят в трубку, возбуждая в находящемся в ней газе сильную ударную волну. В работах [4, 5] в трубке диаметром 5 мм с рабочим газом воздухом и ксеноном при нормальном атмосферном давлении зарегистрированы скорости ударной волны 43 и 37 км/с соответственно. В [4] показано, что с увеличением диаметра трубки с 5 до 25 мм скорость ударной волны уменьшается в 1,5 раза. Для эффективного использования излучения ударной волны необходимо увеличивать как скорость ударной волны, так и площадь ее поверхности, определяемую диаметром трубки, так как плотность потока излучения Φ на мишень, расположенную на оси трубки, равна [1]

$$\Phi = \Phi_0 R^2 / (R^2 + x^2),$$

где Φ_0 — плотность потока излучения с фронта; R — радиус трубки,

x — расстояние от фронта до мишени. Оптимальные параметры взрывного устройства, позволяющие удовлетворить этим противоречивым требованиям, определены в специальной серии экспериментов и приведены на рис. 1. При этом в трубке диаметром 10 мм зарегистрированы максимальные скорости ударной волны в неоне $D=62$ км/с, а в трубке диаметром 23 мм около 43 км/с при средней скорости около 30 км/с на длине 10 см.

Выбор неона в качестве рабочего газа связан с высоким значением его потенциала ионизации $I=21,5$ эВ, поскольку [7, 8] излучение с фронта близко к излучению абсолютно черного тела вплоть до энергий квантов, равных потенциалу ионизации газа. Кванты с большей энергией поглощаются в газе и не доходят до приемника энергии света. При этом газ перед ударным фронтом разогревается и экранирует его излучение.

В таблице приведены рассчитанные максимальные плотности светового потока, излучаемые до наступления экранировки в различных инертных газах с фронта ударной волны, в зависимости от ее скорости. Предполагалось, что ударная волна излучает как черное тело для квантов с энергией, меньшей потенциала ионизации. Использовались ударные адиабаты газов, приведенные в [9]. Плотности потока излучения 10^8 Вт/см² можно получить, используя в качестве рабочего газа в источнике неон и гелий при скоростях ударной волны 30 и 50 км/с соответственно. Поскольку увеличение скорости ударной волны приводит к снижению времени воздействия излучения, в качестве рабочего газа был выбран неон.

При обработке источника в каждом опыте одновременно (см. рис. 1) определялась скорость ударной волны в трубке и распределение яркостной температуры по диаметральному сечению фронта оптическим методом [9—11]. Яркостная температура определялась фотометрическим сравнением плотностей почернения, полученных на фотопленке фоторегистратора СФР-2М при развертке во времени свечения с фронта ударной волны и от эталонного источника ЭВ-39, излучающего как черное тело с температурой $39\,000 \pm 2000^\circ\text{K}$ в спектральном интервале $400 \div 600$ нм. Съемка велась за синим светофильтром с эффективной длиной волны 432 нм и полушириной 20 нм.

При фотографировании свечения эталонного источника на фокальной дуге СФР-2М перед пленкой устанавливался ступенчатый ослабитель, через который на пленку дважды впечатывались марки почернения как при полностью открытой диафрагме прибора, так и при той, с которой регистрировалось свечение ударного фронта. При этом марки почернения всегда охватывали весь диапазон почернений пленки,

| Параметры | Газ | | | | |
|--------------------------------|------|----|------|-------|-------|
| | Хе | Кг | Ар | Не | Не |
| I , эВ | 12,1 | 14 | 15,7 | 21,5 | 24,6 |
| Φ_0 , мВт/см ² | 20,0 | 30 | 42,0 | 115,0 | 140,0 |
| D , км/с | 12,0 | 14 | 22,0 | 32,0 | 55,0 |

ожидаемый при фотографировании ударного фронта с температурой, большей температуры эталона. Относительная погрешность измерения яркостной температуры в диапазоне $40\,000 \div 140\,000^\circ\text{K}$ изменяется от 7 до 12%.

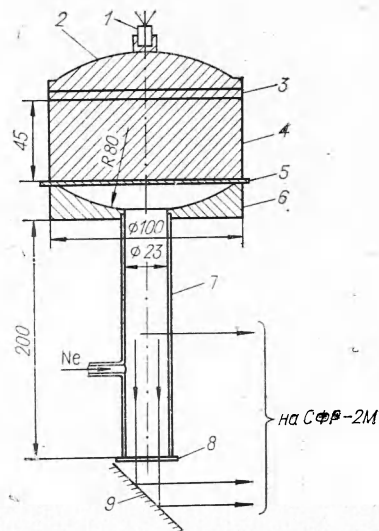


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — детонатор; 2 — взрывная линза, 180 г ТГ 50/50 и 120 г бензойной кислоты; 3 — заряд, 100 г ТГ 50/50, $\rho=1,4$ г/см³; 4 — заряд, 600 г гексогена, $\rho=1,71$ г/см³; 5 — ударник из дюралюминия толщиной 2 мм; 6 — сферический сегмент из дюралюминия, толщина стенок 1,5 мм; 7 — стеклянная трубка, толщина стенок 1,5 мм; 8 — стеклянное окно; 9 — зеркало.

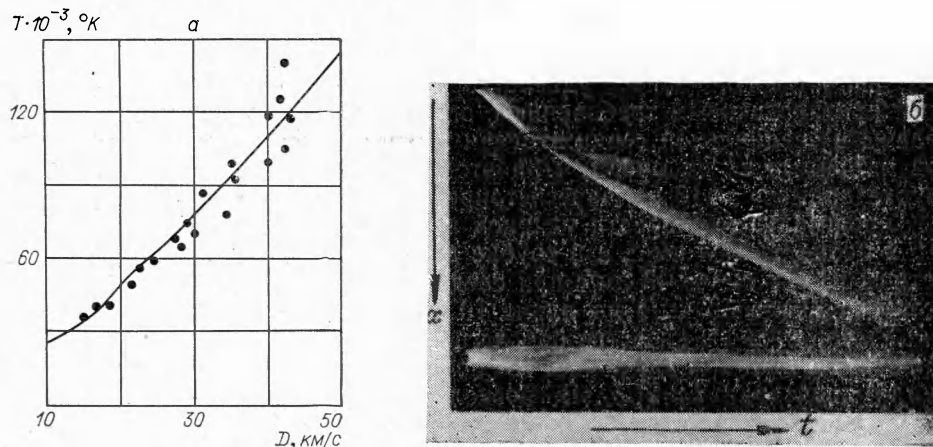


Рис. 2. Яркая температура ударных волн в неоне (а) (точки — эксперимент, сплошная линия — ударная адиабата неона) и фотохронограмма движения ударной волны (б) (вверху — при наблюдении сбоку, внизу — при наблюдении в торец трубки).

В некоторых опытах одновременно измерялась яркая температура в направлении по нормали и под углом 45° к поверхности фронта, что позволяло по различию этих температур регистрировать присутствие экранировки фронтального излучения [11] и одновременно определять с погрешностью $\pm 3\%$ скорость фронта по наклону его изображения, снятого под углом 45° .

На рис. 2, а, б показаны результаты измерения яркостной температуры ударной волны в неоне в зависимости от ее скорости в трубке диаметром 23 мм и фотохронограмма опыта. Так как фронт волны не плоский и отдельные его участки распространяются с разными скоростями из-за неоднородности плазменного поршня и влияния стенок; на рис. 2 приведены скорости наиболее быстрых участков фронта и соответствующие им максимальные значения яркостных температур.

Наблюдается согласие экспериментальных данных с рассчитанной ударной адиабатой неона до $D=43$ км/с. При этом зарегистрированы яркостные температуры около $140\,000^\circ\text{K}$. Яркостные температуры, измеренные под различными углами к фронту, совпадают в диапазоне скоростей волны до 43 км/с, что указывает на отсутствие экранировки, которая, согласно расчетам, должна возникать при скоростях фронта больших 32 км/с.

Отсутствие экранировки, видимо, связано с тем, что более высокие скорости фронта наблюдались лишь в течение 1 мкс, и за это время она не успевала устанавливаться [9]. В опытах с трубкой диаметром 10 мм, где максимальная скорость фронта достигала 62 км/с, яркостная температура не превышала $65\,000^\circ\text{K}$ из-за экранировки излучения ударной волны.

Во всех проведенных опытах начальные значения скорости фронта и яркостные температуры примерно одинаковы. Однако их изменение с расстоянием менялось от опыта к опыту, по-видимому, из-за разрушения тонкой стеклянной трубки [6].

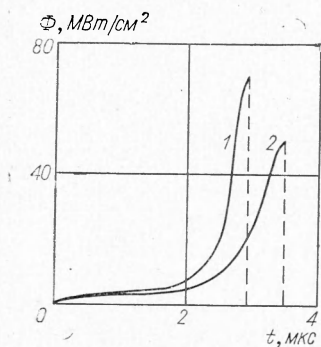


Рис. 3. Рассчитанные плотности потока излучения на мишень, расположенную на расстоянии 75 мм ($E=31$ Дж/см²) (1) и 90 мм ($E=35$ Дж/см²) (2) от начала трубки.

На рис. 3 приведены плотности потока излучения в различные моменты времени в сечениях, расположенных на расстояниях 75 и 90 мм от начала трубки, рассчитанные по измеренному распределению яркостной температуры на фронте с учетом поглощения жесткой части планковского спектра в холодном неоне из-за фотоэффекта.

Проведенные исследования показали, что применение компрессора Войтенко с параметрами, приведенными на рис. 1, в качестве взрывного источника света позволяет облучать мишени площадью до 4 см² потоками света с плотностью до $70 \cdot 10^6$ Вт/см² при полной энергии света за время облучения 30 Дж/см².

Поступила в редакцию
18/VI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Ф. Жариков, И. В. Немчинов, М. А. Цикулин. ПМТФ, 1967, 1, 31.
2. Е. Г. Попов, А. А. Провалов, М. А. Цикулин. Докл. АН СССР, 1970, 194, 4, 805.
3. А. Е. Войтенко. Докл. АН СССР, 1964, 158, 6, 1278.
4. А. Е. Войтенко. ЖТФ, 1966, 36, 1, 178.
5. А. Е. Войтенко, И. Ш. Модель, И. С. Самойлов. Докл. АН СССР, 1966, 196, 3, 547.
6. Н. D. Glenn, В. К. Crowley. J. Appl. Phys., 1970, 41, 10, 4157.
7. Е. Г. Попов, М. А. Цикулин. ЖЭТФ, 1969, 57, 289.
8. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
9. Е. Г. Попов. Канд. дисс. М., 1969.
10. И. Ш. Модель. ЖЭТФ, 1957, 32, 714.
11. Ю. А. Зацепин, Е. Г. Попов, М. А. Цикулин. ЖЭТФ, 1968, 54, 112.

УДК 534.222.2

КУМУЛЯЦИЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ПОЛОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА

В. Ф. Лобанов, Ю. И. Фадеенко

(Новосибирск)

При детонации цилиндрического заряда взрывчатого вещества (ВВ) с необлицованной полостью возникает поток продуктов детонации (ПД), движущийся в полости в том же направлении, что и детонационная волна, но с большей скоростью [1—3]; этот поток обладает значительными массой и энергией и может быть использован в ряде физических приложений [4—7]. На рис. 1 изображен в продольном разрезе заряд для метания твердых частиц с высокими скоростями [4—5]; заряд представляет собой литую трубку из взрывчатой смеси ТГ 50/50, инициируемую на одном из торцов вспомогательной шашкой ВВ (метаемая частица, не изображенная на рис. 1, помещается в сечении АА на оси заряда). Осциллограммы рис. 1, а, б изображают профили массовой скорости ПД, зафиксированные электромагнитным датчиком в сечении АА; рис. 1, а соответствует взрыву в воздухе, рис. 1, б — в вакууме 1—2 мм рт. ст. [8]. На осциллограммах различимы фронт воздушной ударной волны (УВ) t_0 , поверхность контакта сжатого воздуха с ПД t_1 , и следующий за ними фронт детонационной волны t_2 ; плато на осциллограммах соответствует значениям массовой скорости ПД 10—11 км/с. Плотность потока ПД составляет 0,05—0,25 г/см³ [9].

Специальное исследование [10] показало, что столь высокие значения плотности не могут быть обеспечены разворотом течения в волне