

ИСТОЧНИК СВЕТА НА ОСНОВЕ ВЗРЫВНОЙ УДАРНОЙ ТРУБЫ СО СТУПЕНЬКОЙ ПЛОТНОСТИ КСЕНОНА

А. В. Сиренко, Э. Э. Лин, Э. Н. Пашенко

РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, 607190 Саров

На основе эффекта кумуляции энергии ударной волны при прохождении ступеньки плотности ксенона во взрывной ударной трубе получен двухпиковый импульс светового излучения мощностью ≈ 10 МВт в ультрафиолетовой, синей и зеленой полосах спектра с полушириной 30, 70 и 60 нм соответственно. Максимальная энергия излучения бегущего источника в указанных полосах составляет 3,6, 4,1 и 6,5 кДж соответственно.

В настоящее время известно довольно много источников немонохроматического светового излучения большой мощности, действие которых основано на излучательных свойствах газов, нагретых в ударной волне (УВ), создаваемой взрывом заряда твердого взрывчатого вещества (ВВ) (см., например, [1–4]). В ряде случаев для повышения эффективности взрывных устройств используется явление кумуляции энергии сходящейся УВ. Так, во взрывной лампе [2] предварительно формируется пробка из сильно сжатой и нагретой плазмы, которая затем расширяется в сравнительно большой объем, где и происходит высвечивание, т. е. преобразование тепловой энергии плазмы в энергию светового излучения. Осуществленная в работах [3, 4] модификация этого типа световых источников позволяет реализовать точечный источник света с параметрами: размер тела свечения $0,1 \div 3,0$ мм, длительность $0,1 \div 5$ мкс, плотность мощности излучения до 50 МВт в спектральном диапазоне $0,25 \div 1$ мкм. Другой тип кумуляции энергии, связанный с распространением сильной УВ в сторону уменьшения плотности газа [5, 6], использовался в [7] для создания высокоскоростных газовых потоков в водороде и аргоне. При этом в [7] не приводится каких-либо данных, касающихся формы и энергетических характеристик импульса излучения УВ.

При решении ряда научно-технических задач возникает необходимость создания профилированных во времени импульсов излучения достаточно большой мощности. Например, при лабораторном моделировании формы светового излучения УВ сильного взрыва в атмосфере следует воспроизвести эффект минимума яркости [5]. Этого можно достичь путем создания

двухпикового импульса излучения, при котором второй пик возникает сразу после заметного ослабления интенсивности первого пика. Далее, при исследовании свойств ряда материалов целесообразно подвергать их действию импульсного светового (в частности, ультрафиолетового) излучения квазипостоянной интенсивности в течение достаточно длительного времени (см., например, [8]). Это представляет интерес как при определении критических условий воспламенения и взрывного разложения под действием света, так и при разработке фотохимических методов получения ряда химических продуктов.

В данной работе предлагается взрывной источник света, позволяющий создавать двухпиковый импульс мощного излучения большой длительности с участками квазипостоянной интенсивности в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Устройство, схематически изображенное на рис. 1, работает следующим образом. Ударная волна формируется при взрыве прессованного плоского заряда ВВ из смеси тротила с гексогеном состава ТГ 25/75 [9] и распространяется в стальной обойме и трубе из оптического кварца (первый отсек), заполненных ксеноном при начальной плотности $\rho_{00} = 5,89$ кг/м³, соответствующей атмосферному давлению p_{00} . Далее, при разрушении лавсановой диафрагмы и выходе в кварцевую трубу (второй отсек), заполненную ксеноном при пониженном начальном давлении (и, соответственно, начальной плотности), происходит скачкообразное изменение скорости фронта УВ. При этом интенсивность излучения возрастает как за счет кумуляции энергии УВ [5], так и за счет увеличения эффективности перехода энергии УВ в излуче-

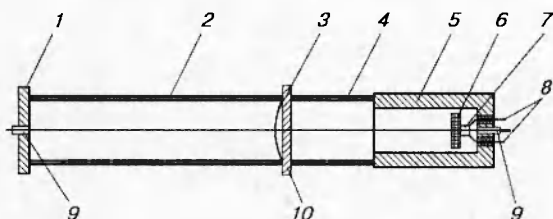


Рис. 1. Схема взрывной ударной трубы со ступенькой плотности ксенона:

1 — стальной торец; заряд ВВ диаметром 120 мм; 4, 2 — соответственно первый и второй отсеки, трубы из оптического кварца; 3 — лавсановая диафрагма; 5 — стальная обойма; 6 — заряд ВВ диаметром 120 мм; 7 — электродетонатор; 8 — электровводы; 9 — штуцеры для вакуумирования отсеков и напуска ксенона; 10 — диафрагменный блок

ние, что связано с уменьшением начального давления ксенона [1]. Толщина заряда ВВ, длина стальной обоймы и перепад плотности подбираются таким образом, чтобы, с одной стороны, достичь заметного скачка скорости фронта УВ, с другой — избежать влияния экранировки излучения УВ, связанной с прогревом газа перед ударным фронтом [5].

В проведенных опытах вывод излучения осуществлялся через стенки кварцевых отсеков с различным начальным давлением ксенона. Излучение в красном свете регистрировали скоростным фоторегистратором в режиме лупы времени, а также с помощью фотоэлементов измерительных ФЭК-22 СПУ, расположенных на расстоянии ~ 10 м от боковой поверхности ударной трубы и снабженных наборами светофильтров, позволяющих выделять ультрафиолетовую ($\lambda = (300 \pm 15)$ нм), синюю ($\lambda = (445 \pm 35)$ нм) и зеленую ($\lambda = (545 \pm 30)$ нм) части спектра. Постоянная времени электрической цепи фотодатчика позволяла регистрировать сигнал в течение нескольких сотен микросекунд. Размеры ударной трубы: диаметр полости стальной обоймы 120 мм, ее длина 500 мм, внутренний диаметр кварцевых отсеков 190 мм, длина первого отсека 400 мм, второго — 1200 мм. В двух опытах толщина заряда ВВ равнялась $\Delta = 30$ мм, а начальное давление ксенона во втором кварцевом отсеке составляло $p_0 = 0,1p_{00}$ и $0,2p_{00}$. В одном опыте при $p_0 = 0,2p_{00}$ толщина заряда была уменьшена до 20 мм. Кроме того, с целью выявления формы однопикового импульса излучения при распространении УВ на большой базе был проведен опыт при однородной начальной плотности ксе-

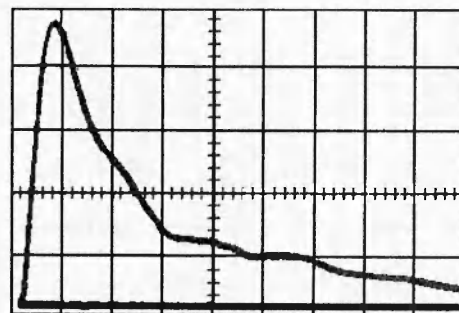


Рис. 2. Регистрация импульса излучения при однородной плотности ксенона:

$\Delta = 10$ мм, УФ-полоса, 50 мкс/дел.

нона p_{00} в трубе без диафрагмы при $\Delta = 10$ мм. В большинстве опытов заряд ВВ инициировался в нескольких точках, равномерно распределенных по его поверхности.

В случае однородной плотности ксенона в ударной трубе скорость фронта УВ значительно затухает. Соответственно, падает интенсивность излучения (рис. 2). При прохождении ударной волной ступеньки плотности ксенона в ударной трубе формируется протяженный светящийся столб газа с увеличивающейся толщиной. Эффективная площадь «бегущего» источника излучения возрастает от ≈ 200 см², когда фронт УВ находится вблизи диафрагмы, до 280 см², когда фронт УВ находится на расстоянии 0,5 м от диафрагмы. Зарегистрированная с помощью скоростного фоторегистратора $x - t$ -диаграмма течения в трубе с перепадом начального давления ксенона $p_{00}/p_0 = 10$ при $\Delta = 30$ мм показала, что средняя скорость фронта УВ в кварцевом отсеке до диафрагмы равнялась 3,3 км/с, а после диафрагмы — 4,4 км/с на базе 0,5 м. При этом форма импульса излучения имеет двухпиковый вид с отчетливо выраженным минимумом мощности (рис. 3,а). Такие же значения средней скорости УВ и такая же форма импульса излучения наблюдались и при $p_{00}/p_0 = 5$, $\Delta = 30$ мм (рис. 3,б). При $p_{00}/p_0 = 5$, $\Delta = 20$ мм регистрация свечения осуществлялась только с помощью фотоэлементов (рис. 3,в). Наблюдаемое на рис. 3,б повышение интенсивности света к концу распространения УВ во втором отсеке (до его разрушения), по-видимому, связано с отражением УВ от торцевой заглушки трубы.

На основе полученных осциллограмм рассчитана спектральная мощность источника в

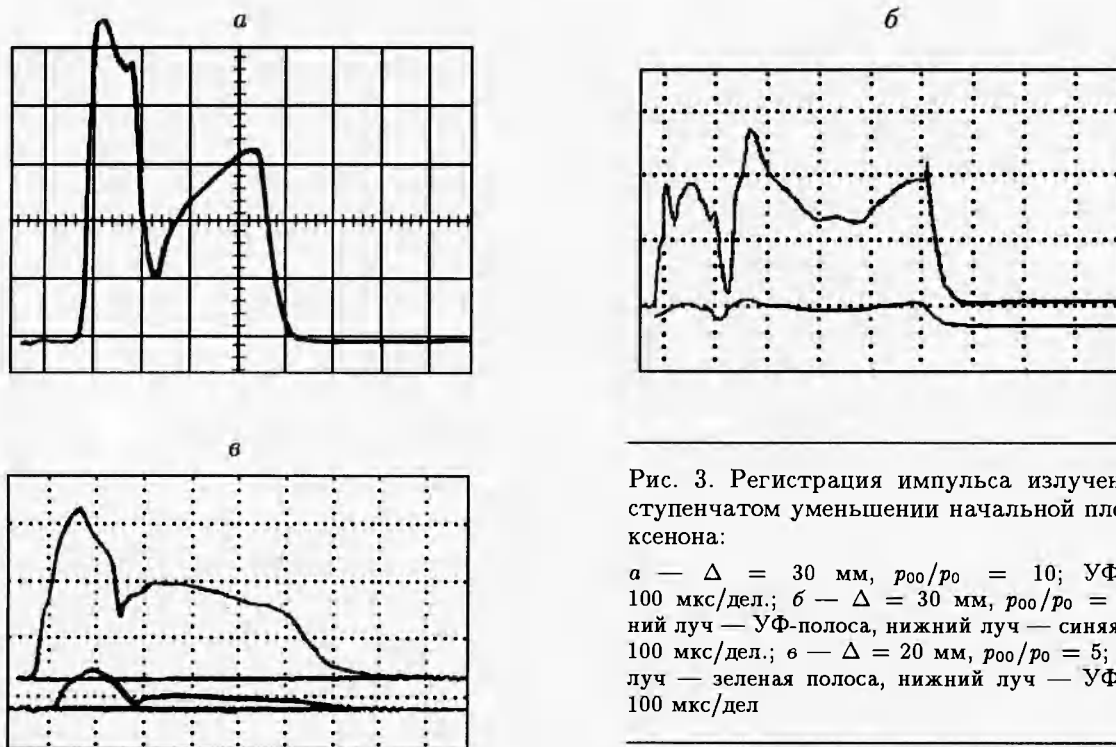


Рис. 3. Регистрация импульса излучения при ступенчатом уменьшении начальной плотности ксенона:

a — $\Delta = 30$ мм, $p_{00}/p_0 = 10$; УФ-полоса, 100 мкс/дел.; *б* — $\Delta = 30$ мм, $p_{00}/p_0 = 5$; верхний луч — УФ-полоса, нижний луч — синяя полоса, 100 мкс/дел.; *в* — $\Delta = 20$ мм, $p_{00}/p_0 = 5$; верхний луч — зеленая полоса, нижний луч — УФ-полоса, 100 мкс/дел

телесном угле 4π ср по методике «светящегося» диска [1]. Максимальная мощность излучения в полосе, соответствующей длине волны $\lambda = (300 \pm 15)$ нм при $p_{00}/p_0 = 10$, $\Delta = 30$ мм, в первом пике равна $W_{\lambda}^{(1)} = 16$ МВт, во втором — $W_{\lambda}^{(2)} = 10,4$ МВт; эффективные длительности импульсов на полувысоте от амплитуды соответственно составляют $\tau_{1/2}^{(1)} \sim 100$ мкс и $\tau_{1/2}^{(2)} \sim 200$ мкс. Соответствующие значения энергии излучения в указанной полосе равны $E_{\lambda}^{(1)} = 1,8$ кДж и $E_{\lambda}^{(2)} = 1,9$ кДж.

При уменьшении перепада начального давления до $p_{00}/p_0 = 5$ ($\Delta = 30$ мм) указанные характеристики источника в полосе $\lambda = (300 \pm 15)$ нм составляют $W_{\lambda}^{(1)} = 7,6$ МВт, $W_{\lambda}^{(2)} = 10,8$ МВт, $\tau_{1/2}^{(1)} \approx 100$ мкс, $\tau_{1/2}^{(2)} \approx 400$ мкс, $E_{\lambda}^{(1)} = 0,8$ кДж, $E_{\lambda}^{(2)} = 2,8$ кДж. Некоторое уменьшение энергетических характеристик в первом пике, по всей вероятности, связано с ослаблением параметров УВ до диафрагмы из-за того, что в этом опыте иницирование заряда осуществлялось в одной точке. Спектральные энергетические характеристики источника излучения в полосе $\lambda = (445 \pm 35)$ нм равны $W_{\lambda}^{(1)} = 8,4$ МВт, $W_{\lambda}^{(2)} = 10,4$ МВт,

$E_{\lambda}^{(1)} = 0,9$ кДж, $E_{\lambda}^{(2)} = 3,2$ кДж; в полосе $\lambda = (545 \pm 30)$ нм — $W_{\lambda}^{(1)} = 8,4$ МВт, $W_{\lambda}^{(2)} = 9,6$ МВт, $E_{\lambda}^{(1)} = 0,7$ кДж, $E_{\lambda}^{(2)} = 2,8$ кДж.

Наконец, при $p_{00}/p_0 = 5$, $\Delta = 20$ мм имеем следующие спектральные характеристики источника: $\tau_{1/2}^{(1)} \sim 150$ мкс, $\tau_{1/2}^{(2)} \approx 400$ мкс, в полосе $\lambda = (300 \pm 15)$ нм $W_{\lambda}^{(1)} = 10$ МВт, $W_{\lambda}^{(2)} = 3,6$ МВт, $E_{\lambda}^{(1)} = 1,2$ кДж, $E_{\lambda}^{(2)} = 1,2$ кДж; в полосе $\lambda = (545 \pm 30)$ нм $W_{\lambda}^{(1)} = 20$ МВт, $W_{\lambda}^{(2)} = 12$ МВт, $E_{\lambda}^{(1)} = 2,5$ кДж, $E_{\lambda}^{(2)} = 4$ кДж. Отсюда видно, что при одном и том же перепаде плотности ксенона уменьшение толщины заряда приводит к росту мощности излучения в зеленой полосе спектра.

Измерение мощности излучения источника в указанных полосах позволяют оценить его эффективную цветовую температуру $T_{i,k}$, где индексы i, k относятся к конкретной длине волны (см. [5]). Наиболее полная информация для трех указанных выше полос спектра получена в условиях $p_{00}/p_0 = 5$, $\Delta = 30$ мм. На основе данных измерений найдены следующие значения максимальных цветовых температур бегущего источника после прохождения ступеньки плотности для трех сочетаний длин волн в по-

лосах: синяя и УФ — $T_{i,k} = (13000 \pm 1000)$ К, синяя и зеленая — $T_{i,k} = (11000 \pm 1000)$ К, зеленая и УФ — $T_{i,k} = (12500 \pm 1000)$ К. Эти значения в пределах их доверительных интервалов практически совпадают друг с другом. Указанные значения ниже оценки для температуры фронта УВ в ксеноне $T \approx 2 \cdot 10^4$ К, полученной на основе данных [1] при скорости 4,4 км/с. Из-за низкой начальной плотности ксенона выходящее через боковую поверхность трубы излучение бегущего столба газа не соответствует излучению абсолютно черного тела. При этом эффективная цветовая температура источника после прохождения минимума мощности излучения приблизительно соответствует второму максимуму температуры УВ сильного взрыва в атмосфере (см. [5]). Точное определение степени черноты источника требует проведения либо прецизионных измерений, либо численных расчетов распределения температуры и плотности газа за фронтом УВ.

Максимальная интенсивность излучения источника площадью $200 \div 280$ см² в УФ-полосе спектра составляет $(5 \div 11) \cdot 10^{22}$ квант/(см² · с). Последнее значение на шесть порядков больше установленного в [8] критического значения интенсивности УФ-излучения $\approx 10^{17}$ квант/(см² · с), приводящего к расширению области самовоспламенения озона в диапазонах давлений $10 \div 100$ Торр и температур $200 \div 500$ К. Это расширяет возможности лабораторной техники для исследований режимов воспламенения и взрывного разложения озона.

Сравнение указанных характеристик с данными [4] показывает, что применение бегущего источника позволяет как минимум на два порядка увеличить длительность импульса излучения. При этом значительное увеличение площади светящейся области газа приводит к тому, что на каждой исследованной полосе спектра полная мощность протяженного источника по меньшей мере сравнима с интегральной по спектру полной мощностью упомянутого точечного источника. В результате этих отличий в настоящей работе удалось до-

стичь таких значений энергий излучения в ультрафиолетовой, синей и зеленой полосах спектра, каждое из которых более чем на два порядка больше интегральной по спектру энергии источника [4].

Итак, положенный в основу действия протяженного бегущего светового источника принцип кумуляции энергии УВ при прохождении ступеньки плотности газа создает широкие возможности как для профилирования импульса излучения во времени, так и для получения сравнительно высоких энергетических характеристик в видимой и ультрафиолетовой областях спектра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.
2. Войтенко А. Е., Маточкин Е. П., Федурлов А. Ф. Взрывная лампа // Приборы и техника эксперимента. 1970. № 2. С. 201.
3. Герасимов С. И., Зотов Е. В., Коротченко М. В. и др. Способ получения высокоплотной плазмы // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 32, № 6. С. 113.
4. Герасимов С. И., Холин С. А., Мищенко Н. С. Теневое фотографирование сверхзвуковых объектов с помощью излучения УВ // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 32, № 6. С. 114.
5. Зельдович Я. В., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
6. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
7. Freiwald D. A. Strong shock propagation through decreasing density // J. Fluid Mech. 1972. V. 54, pt 2. P. 297.
8. Намятов И. Г., Бабушок В. И. Критические условия взрывного разложения озона под действием УФ-излучения постоянной интенсивности // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 32, № 3. С. 34.
9. Физика взрыва / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, В. П. Челышев, Б. И. Шехтер. М.: Наука, 1975. С. 108.

Поступила в редакцию 13/VII 1998 г.,
в окончательном варианте — 18/XI 1998 г.