

04;07;12

Взрывные плазменно-вихревые источники оптического излучения

© С.С. Буланов, Р.У. Есиев, А.С. Камруков, Н.П. Козлов, М.И. Морозов, И.А. Росляков

Научно-исследовательский институт энергетического машиностроения
Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана,
105005 Москва, Россия
e-mail: kamrukov@mail.ru

(Поступило в Редакцию 24 марта 2010 г.)

Представлены результаты экспериментальных исследований взрывных источников излучения, основанных на импульсной инжекции кумулятивной плазменной струи в атмосферный воздух. Процесс инжекции сопровождается интенсивным вихреобразованием и формированием крупномасштабного плазменного торoidalного вихря. Генерация мощного электромагнитного излучения оптического диапазона осуществляется за счет ударно-волновых процессов при торможении плазменной струи в воздухе и плазмохимических процессов в вихре. Временная структура генерируемого импульса излучения содержит компоненты микро- и миллисекундных диапазонов длительности. При массе заряда взрывчатого вещества 20 г достигнута пиковая мощность излучения 300 кВт/ср и энергетический выход интегрального по спектру излучения 400–600 Дж/ср. Эффективность преобразования химической энергии взрывчатого вещества в излучение составила 5–7.5%.

Введение

В работах [1,2] сообщалось о создании и первых результатах исследований нового типа плазменных излучателей, основанных на использовании самоорганизованных вихревых плазменных течений. Настоящая работа является продолжением этих исследований и ориентирована на создание компактных автономных плазменных источников с высокой пиковой мощностью и большим энергетическим выходом излучения в оптическом диапазоне спектра. Под автономностью здесь подразумевается наличие собственного источника первичной энергии в виде запасенной в рабочем теле химической энергии.

В подавляющем большинстве существующих в настоящее время источников света такого типа используется пиротехнический принцип генерации излучения оптического диапазона [3]. Он основан на экзотермических реакциях горения различных пиротехнических составов. Реакции горения — сравнительно медленный процесс: характерное время составляет десятки миллисекунд и более. Излучающей субстанцией являются аэрозоли окислов металлов, как правило, алюминия или магния, что ограничивает сверху уровень яркостных температур излучения температурой существования конденсированной фазы окислов (температурой испарения). При такой сравнительно низкой температуре (характерная температура излучения ~ 2500 К) для достижения больших значений мощностей и энергий излучения необходимо набирать поверхность тела свечения, что требует значительных масс рабочего вещества — сотни граммов и более. Это обстоятельство ограничивает снизу размер и массу устройства.

В этом отношении использование химической энергии конденсированного взрывчатого вещества (ВВ) для генерации оптического излучения потенциально представляется более перспективным — детонация является клас-

сическим быстропротекающим процессом, характерное время которого, как правило, составляет микросекунды. Высокое удельное энергосодержание ВВ (~ 5 кДж/г) и малое время его выделения позволяет реализовать во взрывном процессе чрезвычайно высокие уровни удельной тепловой мощности. В свою очередь, это позволяет обеспечить нагрев любого вещества до очень высокой температуры — десятки тысяч градусов — таких значений, при которых практически все вещества переходят в плазменное состояние и испускают мощное оптическое излучение. При этом необходимая масса ВВ может составлять всего лишь десятки граммов.

Однако на сегодняшний день взрывные источники света не получили широкого развития и применения из-за их низкой энергетической эффективности — КПД преобразования энергии ВВ в оптическое излучение составляет, как правило, сотые, в лучшем случае десятые, доли процента [4,5]. Это обусловлено тем, что вслед за процессом ударного сжатия и нагрева вещества происходит его быстрый и практически изотропный разлет, в результате чего температура и плотность резко падают и излучение прекращается.

Для существенного повышения энергетической эффективности взрывных источников излучения, т.е. повышения их КПД излучения в десятки и сотни раз, необходимы привлечение новых радиационно-газодинамических эффектов и принципиально новые схемы взрывного процесса. Это и было реализовано в настоящей работе.

Принцип действия разработанных взрывных генераторов излучения основан на использовании новых кумулятивных ударно-динамических и вихревых процессов генерации плазмы и высокотемпературного оптического излучения, организуемых при подрыве заряда бризантного ВВ с высоким удельным энергосодержанием.

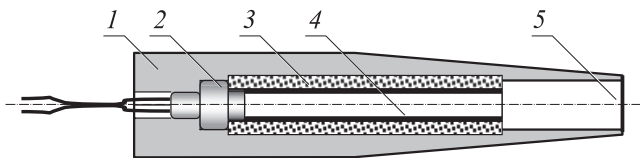


Рис. 1. Конструктивная схема взрывного генератора излучения: 1 — корпус; 2 — электродетонатор; 3 — взрывчатое вещество; 4 — облицовка кумулятивного канала (Al-фольга); 5 — диафрагма.

Экспериментальные условия

В описываемых экспериментах использовались малогабаритные (наружный диаметр 30 мм; длина 130 мм) генераторы с цилиндрическим зарядом конденсированного ВВ массой 20 г и полным энергосодержанием ~ 100 кДж (рис. 1). В качестве ВВ применен состав на основе гексогена с 20% массовой добавкой алюминиевой пудры. Скорость детонации ВВ составляла ~ 7.9 км/с. Заряд (наружный диаметр 18 мм) имел цилиндрическую кумулятивную выемку диаметром 8 мм и длиной ~ 70 мм, облицованную алюминиевой фольгой толщиной 0.3 мм.

Опыты выполнены с зарядами трех модификаций, различавшихся степенью заполнения кумулятивного канала.

Заряд А имел незаполненный канал, а плазмообразующим веществом являлся материал облицовки (алюминий), масса которого составляла $M_0 = 1$ г.

В заряде В, конструктивно аналогичном кумулятивному заряду, предложенному в работе [6], помимо облицовки кумулятивная выемка заполнялась тонкостенными трубочками из алюминиевой фольги, установленными параллельно продольной оси выемки (аналог высокопористого плазмообразующего вещества); суммарная масса алюминия ~ 2 г.

Заряд модификации С выполнен с заполнением облицованного кумулятивного канала мелкодисперсной ($\sim 20 \mu\text{m}$) алюминиевой пудрой — полная масса плазмообразующего вещества при этом составляла ~ 4 г.

Генерируемая во взрывном кумулятивном процессе плазменная струя истекала в атмосферный воздух через цилиндрическое сопло диаметром 9 мм и длиной ~ 45 мм. У части образцов кумулятивный канал закрывался стальной диафрагмой толщиной 0.3 мм, другие образцы имели открытый канал. Взрывные генераторы закреплялись на гибкой подвеске и располагались на расстоянии 1.5–2 м от поверхностей ограждения (стен, пола) для исключения влияния отраженных ударных волн на процесс истечения плазмы.

В экспериментах проводились скоростная покадровая (до $3 \cdot 10^5$ кадров в секунду) фоторегистрация (с различных направлений) процесса инжекции плазменной струи в атмосферу, фронтальная видеосъемка и фотоэлектрическая дозиметрия генерируемого оптического излучения. Последняя осуществлялась с помощью калиброванного спектрально-измерительного комплекса „Спектр-

01“ [7] на четырех длинах волн: 270 ± 20 , 430 ± 50 , 555 ± 50 и 1000 ± 70 нм.

Динамика процесса инжекции взрывной плазменной струи в атмосферный воздух

В рассматриваемых взрывных генераторах излучения реализуется трехстадийный процесс генерации оптического излучения [1]:

— 1-я стадия — образование плазменной кумулятивной струи. Струя формируется при схлопывании на оси кумулятивного заряда тонкой металлической облицовки, ее последующего испарения и ионизации образующихся паров;

— 2-я стадия — истечение плазменной струи из сопла генератора в атмосферный воздух. Процесс истечения сопровождается ударным торможением струи и трансформацией направленной кинетической энергии плазмы в излучение;

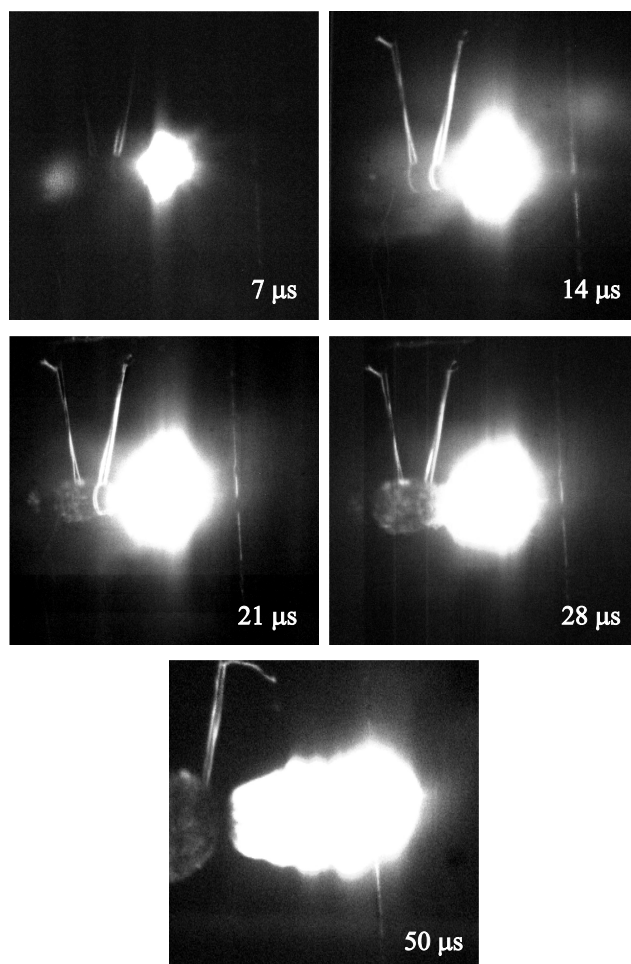


Рис. 2. Кадры скоростной фотосъемки процесса срабатывания взрывного генератора излучения (заряд А). Поле кадра 50×50 см.

— 3-я стадия — формирование долгоживущей крупномасштабной вихревой структуры — плазменного торoidalного вихря.

На рис. 2 представлены кадры скоростной съемки процесса срабатывания взрывного генератора с зарядом А. Время указано с момента разрыва выходной диафрагмы — начала истечения. Первые два кадра (7 и 14 μs) соответствуют максимуму мощности излучения. Характерная особенность структуры потока — в первые 20 μs истечения поперечный размер струи превышает продольный размер, т.е. размер по основному направлению вектора скорости. В последующие моменты времени скорость радиального расширения струи существенно падает, и струя вытягивается в осевом направлении.

Кадры фронтальной фотосъемки приведены на рис. 3. Видно, что уже на 240 μs процесса (а реально раньше, см. ниже) формируется выраженная торoidalная вихревая структура. К 300-й μs регистрируемый на скоростных фотографиях диаметр вихря составляет ~ 30 см.

На рис. 4 приведена динамика измерения продольного и поперечного (диаметра) размеров струи. Начальная скорость расширения плазменной струи (скорость контактной границы плазма–воздух) превышает 10 км/с. Средняя за первые 50 μs процесса скорость расширения составляет — 4–5 км/с. К 300-й μs процесса осевая скорость переднего фронта плазменного образования падает до ~ 300 м/с, радиальная скорость расширения — до 100 м/с.

Если аппроксимировать временную зависимость диаметра струи степенной функцией, то оказывается, что после того, как пройдет примерно 150 μs , закон изменения поперечного (а также и продольного) размера

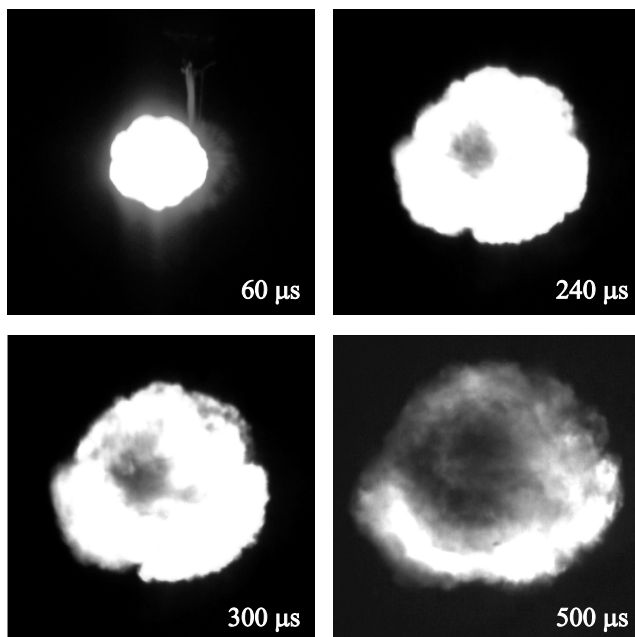


Рис. 3. Кадры фронтальной скоростной фотосъемки процесса срабатывания взрывного генератора излучения (заряд А). Поле кадра 50 × 50 см.

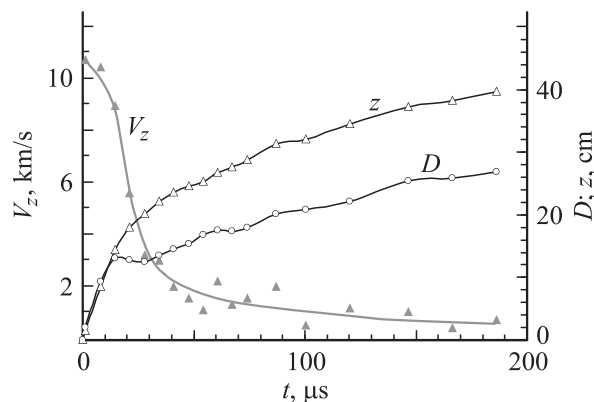


Рис. 4. Временные зависимости координаты переднего фронта (z), диаметра (D) и осевой скорости расширения (V_z) плазменной струи взрывного генератора (заряд А).



Рис. 5. Видеокадр срабатывания взрывного генератора. Диаметр тела свечения ~ 1.2 м.

существенно изменяется — показатель степени в зависимости $D \propto t^p$ уменьшается примерно вдвое. Это свидетельствует о смене газодинамического режима течения и может косвенно указывать на завершение процесса формирования торoidalного вихря как автономной плазмодинамической структуры [1,2].

На рис. 5 приведен видеокадр срабатывания взрывного генератора излучения. Видно, что характерный размер плазменного образования к моменту времени $t \geq 40$ мс превышает 1 м. Видеокамера со скоростью съемки 25 кадров в секунду регистрировала, как правило, 2–3 кадра, один из которых обычно был полностью засвечен.

Газодинамическая схема формирования плазменного торoidalного вихря, как она представляется на основе анализа результатов скоростной фотосъемки процесса, показана на рис. 6. Истекающий из взрывного генератора поток алюминиевой плазмы со скоростью поряд-

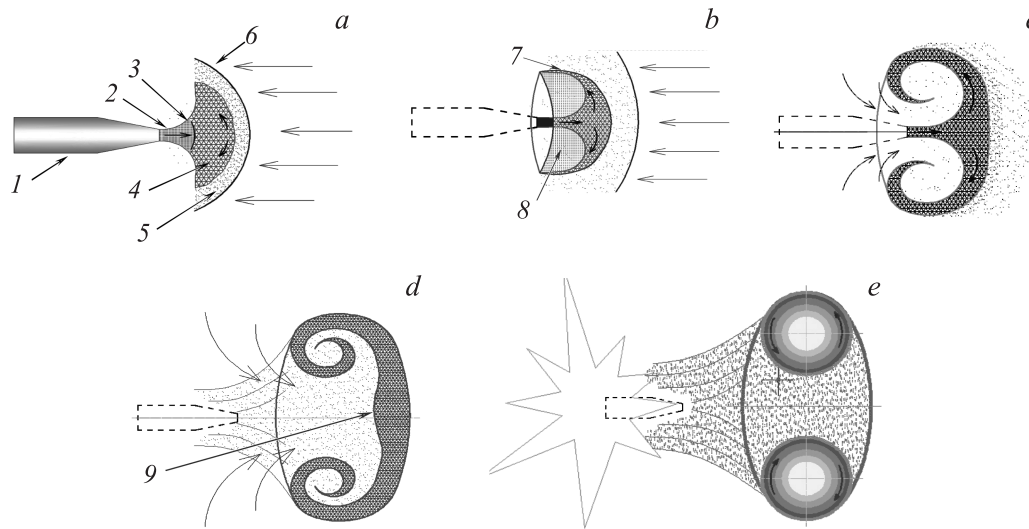


Рис. 6. Газодинамическая схема формирования плазменного тороидального вихря: *a* — истечение и ударное торможение плазменного потока; *b* — формирование грибовидной конфигурации и зоны разрежения; *c* — формирование обратного течения и начальной завихренности плазменной пелены; *d* — формирование циркуляции тороидального вихря; *e* — автономный плазменный тороидальный вихрь. 1 — взрывной генератор плазменных потоков; 2 — плазменный поток; 3 — ударная волна в плазме; 4 — ударно-сжатая алюминиевая плазма; 5 — ударно-сжатый воздух; 6 — ударная волна в атмосферном воздухе; 7 — плазменная пелена; 8 — зона разрежения; 9 — задний фронт плазменной струи.

ка 15–20 km/s тормозится на воздухе, как на стенке, с образованием ударно сжатой плазмы. Направленная кинетическая энергия потока переходит во внутреннюю энергию ударно-сжатой плазмы, что способствует повышению ее температуры и давления. Одновременно происходит радиальное растекание струи, причем скорость радиального расширения в начальный период соизмерима со скоростью осевого движения ударно-сжатой плазмы (рис. 4).

Суперпозиция двух видов движения — осевого и радиального — приводит к образованию характерной грибовидной конфигурации течения, состоящей из центральной струи и окружающей ее плазменной пелены. Осевое движение шляпки гриба с большой скоростью (порядка 10 km/s к этому времени) создает в ее полости область пониженного давления — зону разрежения, куда засасывается окружающий воздух. В результате возникают обратное движение и начальная завихренность плазменной пелены. В дальнейшем это приводит к формированию циркуляции тороидального вихря и образованию автономного плазменного вихря в атмосферном воздухе.

В циркуляционное движение захватываются алюминиевые микро- и наночастицы (размером менее $10 \mu\text{m}$), частички непрореагировавшего ВВ и атмосферный кислород. Тепловая энергия, выделяющаяся в результате протекающих в вихре интенсивных плазмохимических реакций, трансформируется в энергию вращательного движения и энергию излучения. Механизм конверсии тепловой энергии в энергию вращения обусловлен совместным действием сил Архимеда и Кориолиса внутри вихря и может выступить в роли одного из возможных физических механизмов самоподдержания и

длительного существования плазменного тороидального вихря [8].

Излучение взрывных плазменных струй

Результаты исследования излучения таких вихревых течений плазмы качественно соответствуют изложенной выше картине процессов.

На рис. 7 приведены характерные осциллограммы импульсов излучения взрывного генератора с массой плазмообразующего вещества $M_0 = 1 \text{ g}$ (заряд А, кумулятивный канал закрыт стальной диафрагмой — осциллограммы *a–c*) и $M_0 = 4 \text{ g}$ (заряд С — осциллограммы *d*).

Импульс излучения содержит две временные компоненты. Первая, быстрая, компонента микросекундной длительности соответствует стадии ударного торможения струи в атмосфере и обусловлена высокотемпературным излучением ударно-сжатой алюминиевой плазмы. Высокотемпературный характер излучения качественно подтверждается наличием выраженной коротковолновой ультрафиолетовой (УФ) составляющей спектра. Максимум импульса УФ-излучения наблюдается на 6-й μs с момента разрыва мембраны и начала истечения, в видимой области спектра — на 7–8 μs . Длительность импульсов излучения на полувысоте составляет в УФ-области $\sim 10 \mu\text{s}$, в видимой $\sim 25 \mu\text{s}$.

Вторая, медленная, компонента импульса излучения имеет длительность миллисекундного диапазона (до 10–20 ms), связана с процессами релаксации плазменной струи в атмосфере и определяется излучением долгоживущих вихревых структур — тороидального

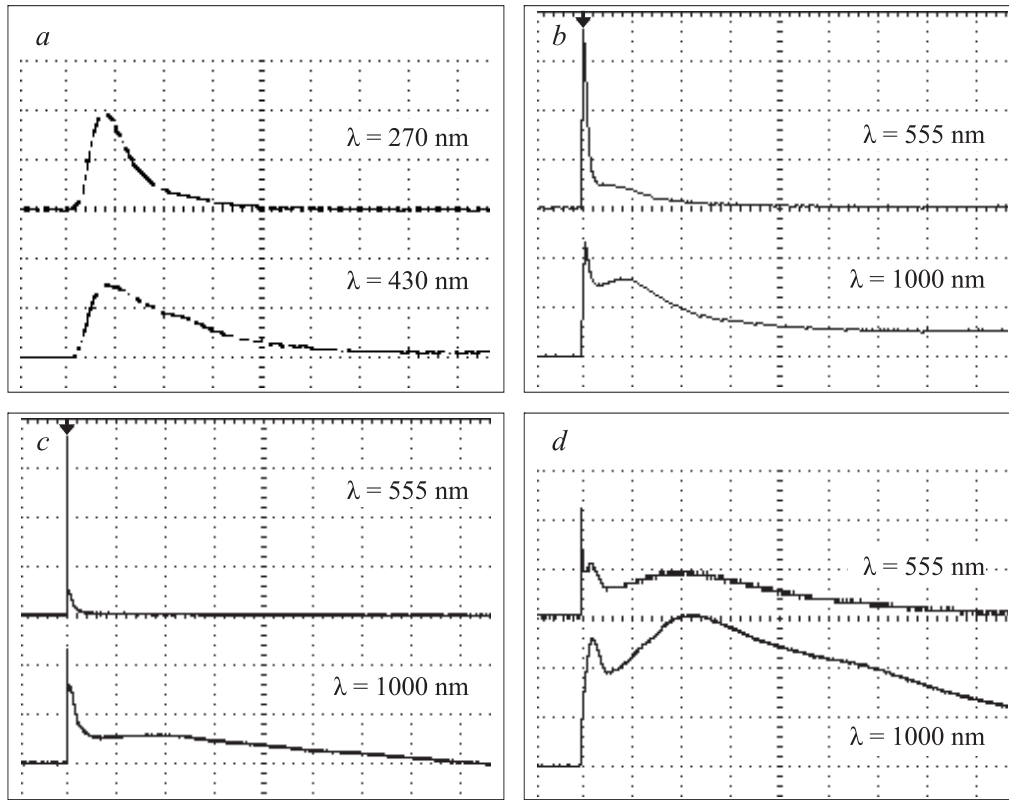


Рис. 7. Характерные осциллограммы импульсов излучения взрывных генераторов на различных длинах волн: *a–c* — заряд А; *d* — заряд С. Развертка: *a* — 10, *b* — 250 μs/div, *c* — 2.5, *d* — 1 ms/div.

плазменного вихря [1,2]. Эта стадия представлена в основном излучением длинноволновой части видимой области и инфракрасного (ИК) диапазона.

По полученным осциллограммам световых сигналов определялись характерные значения температуры и энергетические характеристики излучения плазменного образования. Методика обработки сигналов заключалась в следующем.

Калиброванные фотоприемники измерительного комплекса „Спектр-01“, установленного на расстоянии l от взрывного генератора ($l \approx 50$ м), регистрировали во времени соответствующие своим длинам волн спектральные облученности $E_\lambda(t)$ [W/(cm² · nm)]. По полученным значениям $E_\lambda(t)$ определялась спектральная сила излучения плазменного образования $I_\lambda(t) = E_\lambda(t)l^2$ [W/(sr · nm)]. Зная размеры тела свечения $S_{\text{rad}}(t) = \pi D^2/4$ (из данных скоростной фотосъемки), где $S_{\text{rad}}(t)$ — мгновенная площадь проекции тела свечения на плоскость, перпендикулярную направлению регистрации излучения, D — текущий диаметр плазменной струи, можно определить спектральную яркость излучения $B_\lambda(t) = I_\lambda(t)/S_{\text{rad}}(t)$. Из сравнения полученного значения спектральной яркости плазмы $B_\lambda(t)$ со спектральной яркостью равновесного излучения $B_{\lambda bb} = C_1\lambda^{-5}(e^{C_2/\lambda T} - 1)^{-1}$ находится яркостная температура на данной длине волны $T_\lambda(t)$ (здесь $C_1 \approx 1.19 \cdot 10^{16}$ W nm⁴/(cm² · sr); $C_2 = 1.44 \cdot 10^7$ nm · K).

Полученные в эксперименте первичные данные в виде временных зависимостей спектральных сил излучения $I_\lambda(t)$ позволяют построить спектры излучения плазмы взрывного генератора в различные моменты времени $I_\lambda(\lambda)$. Площадь под кривой $I_\lambda(\lambda)$, отображающей эмиссионный спектр плазменного образования в данный момент времени, соответствует мгновенной интегральной по спектру (в регистрируемом диапазоне длин волн $\Delta\lambda \approx 200–1100$ nm) мощности излучения в единичном телесном угле или интегральной силе излучения $P_{\text{rad}}(t)$ (W/sr). Интегрирование экспериментальных спектров в различные моменты времени в интервале времени от 0 до 100 μs с начала истечения проводилось численно с помощью программных ресурсов среды „ORIGIN-8“. В результате для указанного временного интервала определялась зависимость интегральной силы излучения от времени $P_{\text{rad}}(t)$ и энергетической яркости плазменного образования в регистрируемом диапазоне длин волн $\Delta\lambda \approx 200–1100$ nm

$$B_{\Delta\lambda}(t) = P_{\text{rad}}(t)/S_{\text{rad}}(t),$$

по которой рассчитывалась эффективная температура излучения $T_{\text{eff}}(t)$

$$B_{\Delta\lambda}(t) = \int_{200}^{1100} \frac{C_1 d\lambda}{\lambda^5 (e^{C_2/\lambda T_{\text{eff}}(t)} - 1)}.$$

Цветовая температура плазмы T_{col} определялась по отношению измеренных значений спектральных сил излучения на двух длинах волн $\lambda_1 = 555$ и $\lambda_2 = 1000$ nm

$$\left(\frac{I_{\lambda_2}}{I_{\lambda_1}}\right) \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 = \frac{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T_{col}}\right) - 1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T_{col}}\right) - 1}.$$

Для абсолютно черного тела и для „серых“ тел, у которых степень черноты не зависит от длины волны, цветовая температура совпадает с истинной. Для плазменных объектов цветовые температуры, как правило, превышают эффективные (радиационные).

Как показывают проведенные измерения, к сотой микросекунде цветовые температуры приближаются к эффективным и яркостным, а в более поздние моменты времени ($t > 200 \mu s$) — практически сравниваются с ними.

Это позволяет рассчитывать мгновенную мощность излучения по измерениям цветовой температуры $T_{col}(t)$ и эффективного размера тела свечения $D_{eff}(t)$, определяемого из спектральных измерений в видимой и ближней ИК-областях спектра:

$$P_{rad}(t) \approx \sigma [T_{col}(t)]^4 [D_{eff}(t)]^2 / 4 \text{ (W/sr)};$$

$$D_{eff}(t) \approx \left[\frac{4}{\pi} \frac{S_{\lambda_1}(t) + S_{\lambda_2}(t)}{2} \right]^{1/2};$$

$$S_{\lambda_i}(t) = I_{\lambda_i}(t) / B_{\lambda_i,bb}[T_{col}(t)].$$

Здесь $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-12} \text{ W/(cm}^2\text{K}^4)$ — постоянная Стефана–Больцмана; I_{λ_i} — спектральная сила излучения плазмы на длине волны λ_i ; $B_{\lambda_i,bb}[T_{col}(t)]$ — спектральная яркость абсолютно черного тела с температурой $T_{col}(t)$ на длине волны λ_i ; $S_{\lambda_i}(t)$ — текущая площадь проекции тела свечения.

Такая методика определения излучаемой мощности применялась для интервала времен процесса от $100 \mu s$ до 10 ms . В этот период времени надежно регистрируются сигналы с зеленой ($\lambda_1 = 555 \text{ nm}$) и ближней ($\lambda_2 = 1000 \text{ nm}$) ИК-областях спектра, тогда как в УФ-и синей областях сигналы устанавливаются на уровне шумов. Это не позволяет адекватно реконструировать эмиссионный спектр и определять излучаемую мощность интегрированием спектрального распределения интенсивности излучения.

В интервале времен $\Delta t = 10\text{--}20 \text{ ms}$ используемой фотоэлектрической аппаратурой надежно регистрировалось излучение только по ИК-каналу, т.е. излучение на длине волны $\lambda = 1000 \text{ nm}$, в связи с чем определение цветовой температуры не представлялось возможным. Корректное определение яркостной температуры на длине волны $\lambda = 1000 \text{ nm}$ также невозможно из-за отсутствия в этом временном интервале объективных данных о размерах тела свечения. В связи с этим временной ход интегральной по спектру мощности излучения в этом диапазоне времен экстраполировался по временному

спадку спектральной плотности мощности излучения на длине волны $\lambda = 1000 \text{ nm}$

$$P_{rad}(t)|_{t \geq 10 \text{ ms}} \approx P_{rad}(t = 10 \text{ ms}) \frac{I_{1000}(t)|_{t \geq 10 \text{ ms}}}{I_{1000}(t = 10 \text{ ms})}.$$

Такой подход является оценкой мощности и энергии излучения снизу, поскольку при остывании плазмы максимум эмиссионного спектра смещается с ближней ИК-области в более длинноволновую область (область среднего и дальнего ИК-диапазонов), и следовательно, длительность сигнала на $\lambda = 1000 \text{ nm}$ меньше полной длительности импульса интегральной мощности.

На рис. 8 для первых $100 \mu s$ процесса приведены временные зависимости характерных температур излучения — эффективной температуры T_{eff} , усредненной по четырем длинам волн яркостной температуры T_{br} и цветовой температуры излучения T_{col} . Здесь же приведены значения диаметра тела свечения от времени, определенные по скоростным фотографиям. Видно хорошее совпадение яркостной и эффективной температур излучения — в моменты времени, близкие к максимуму излучения, они составляют примерно $5000\text{--}6000 \text{ K}$. Измеряемые цветовые температуры вблизи максимума излучения существенно выше ($12000\text{--}15000 \text{ K}$). Ко времени процесса $100 \mu s$ цветовые температуры приближаются к эффективным и яркостным температурам, а в более поздние моменты времени ($t > 200 \mu s$) — практически сравниваются.

На рис. 9 представлены временные зависимости мощности излучения и яркостных температур на различных длинах волн взрывного генератора с зарядом А без выходной диафрагмы. Отсутствие диафрагмы позволило зарегистрировать излучение алюминиевой плазмы непосредственно в кумулятивном канале.

Как показали проведенные измерения, достигаемые яркостные температуры излучения на момент выхода плазмы из сопла в атмосферу ($11\text{--}12 \mu s$ с начала детонации) составляют $\sim 23000 \text{ K}$ в УФ-области спектра и $35000\text{--}40000 \text{ K}$ — в видимом и ИК-диапазонах (заряд А). Максимальные температуры излучения для

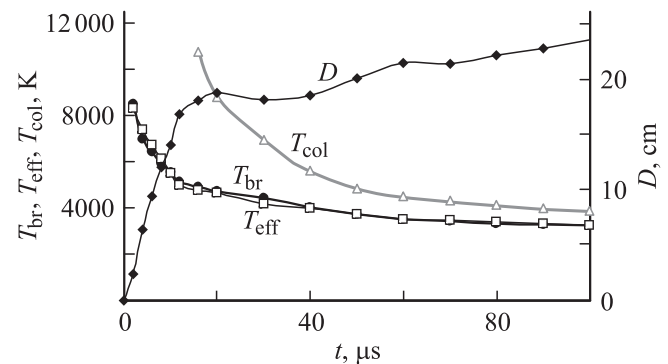


Рис. 8. Временные зависимости эффективной (T_{eff}), усредненной яркостной (T_{br}) и цветовой (T_{col}) температур излучения, а также диаметра плазменного образования (D) в быстрой стадии (заряд А).

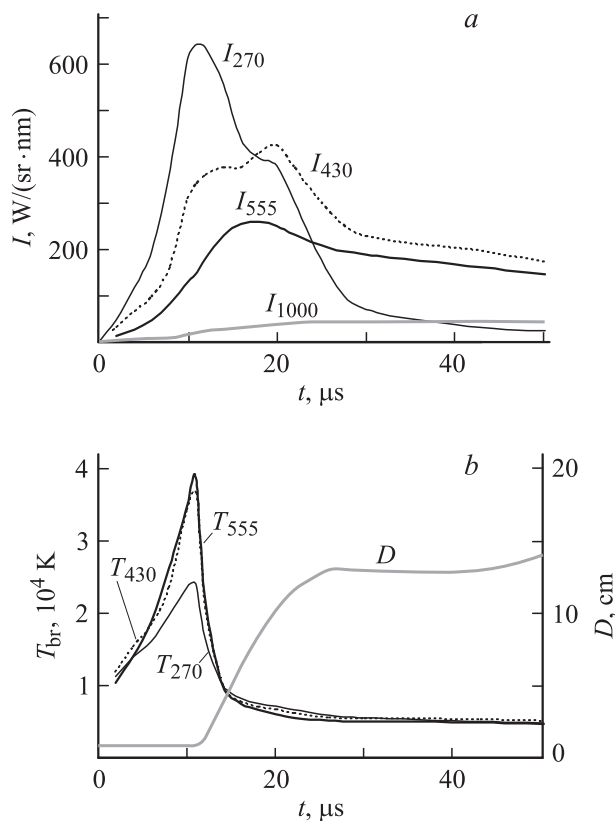


Рис. 9. Временные зависимости спектральных сил излучения (а) и яркостных температур на различных длинах волн (b) взрывного генератора без выходной диафрагмы (заряд А). D — диаметр тела свечения.

зарядов В и С оказались заметно ниже и составляли 16 000 и 13 000 К соответственно.

В целом, как свидетельствуют эксперименты, наличие или отсутствие выходной диафрагмы у генераторов не оказывает существенного влияния на динамику процессов ударного торможения струи в воздухе и на интегральный выход излучения, причем не только в медленной стадии, но и в быстрой фазе процесса (при наличии диафрагмы уменьшение выхода излучения в УФ-диапазоне практически компенсируется увеличением энергетического выхода в видимой области спектра). Диафрагма влияет на фронты регистрируемых импульсов излучения: при ее наличии фронты импульсов становятся более крутыми, поскольку отсутствует вклад в световой импульс излучения из кумулятивного канала.

На рис. 10 представлены спектры излучения плазмы в быстрой стадии для различных начальных масс плазмообразующего вещества в кумулятивном канале. Площадь под кривыми соответствует интегральной пиковой мощности излучения взрывного генератора в быстрой стадии.

Максимальная мощность излучения ($\sim 300 \text{ kW/sr}$) достигается при малой массе плазмообразующего вещества (заряд А; $M_0 = 1 \text{ g}$). С увеличением массы уменьшается пиковая мощность и температура излучения —

максимум эмиссионного спектра сдвигается из УФ- в видимую область. Это обусловлено уменьшением скорости плазменного потока с ростом массы плазмообразующего вещества.

Зависимость цветовой температуры излучения плазменного вихря в медленной фазе процесса приведена на рис. 11. Характерным является медленный спад температуры излучения от 3000 до 2700 К за почти 10 ms. Отметим, что эффективный диаметр тела свечения не соответствует наблюдаемому на скоростных фотографиях диаметру плазменного образования. Например, для момента времени $500 \mu s$ эффективный диаметр составляет 16–18 см, в то время как регистрируемый — не менее 35 см (рис. 3).

На рис. 12 приведены временные зависимости интегральной по спектру мощности и энергии излучения в единичном телесном угле (регистрация с фронта струи) для заряда с массой алюминия $M_0 = 1 \text{ g}$. Отношение пиковых мощностей излучения в быстрой и медленной стадиях равно примерно 10. Несмотря на это в медленной стадии излучается примерно 99% всей энергии излучения. Интегральный выход излучения составляет для этого варианта исполнения кумулятивного заряда $\sim 400 \text{ J/sr}$.

С увеличением массы плазмообразующего вещества пиковая мощность в быстрой стадии уменьшается, в медленной — увеличивается главным образом за счет

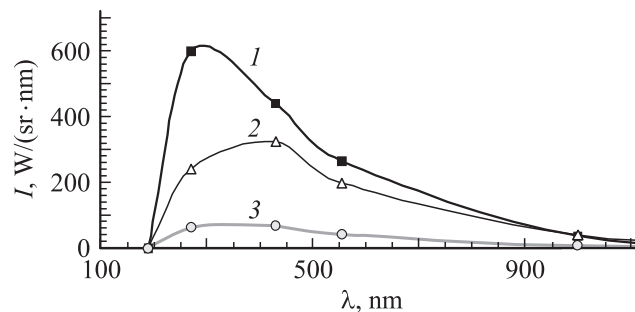


Рис. 10. Спектры излучения взрывных генераторов в быстрой стадии процесса. 1 — заряд А (масса плазмообразующего вещества $M_0 = 1 \text{ g}$); 2 — заряд В ($M_0 = 2 \text{ g}$); заряд С ($M_0 = 4 \text{ g}$).

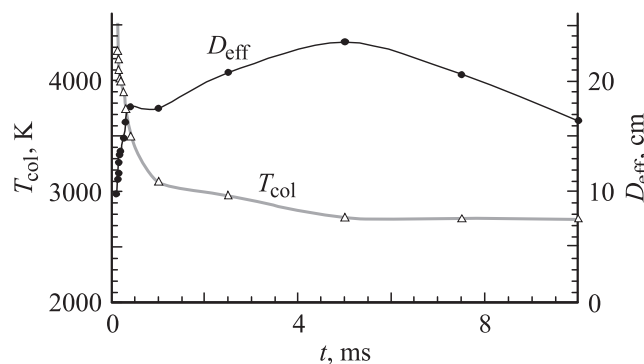


Рис. 11. Цветовая температура излучения (T_{col}) и эффективный диаметр тела свечения (D_{eff}) в медленной стадии (заряд В).

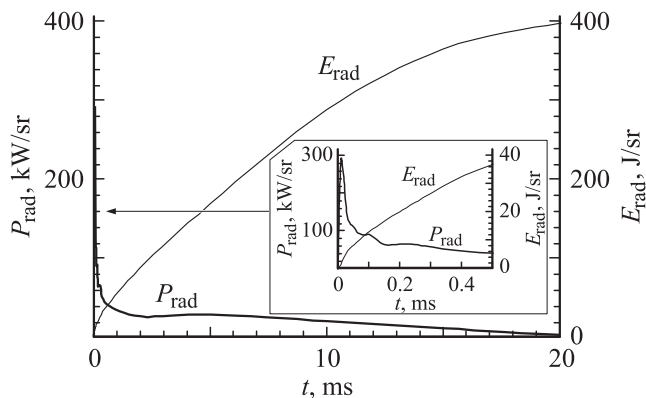


Рис. 12. Временные зависимости мощности (P_{rad}) и энергии (E_{rad}) излучения взрывного генератора (заряд А).

увеличения эффективного размера тела свечения. Растет и интегральный выход энергии — для $M_0 = 4$ г плазмообразующего вещества (заряд С) он составлял уже ~ 600 J/sr (максимальная мощность излучения ~ 65 kW/sr).

Если предположить, что энергия излучается изотропно в угол 4π , то эффективность преобразования химической энергии ВВ в излучение составит 5–7.5%, что существенно выше КПД известных взрывных источников излучения. Удельный энергоём излучения при этом достигает 250–380 J с одного грамма массы ВВ.

Заключение

В настоящей работе поставлена и решена задача создания малогабаритных автономных источников электромагнитного излучения оптического диапазона с высокой пиковой мощностью и большим энергетическим выходом излучения. Как показали проведенные исследования, создание таких источников возможно при организации условий пространственно ориентированного выделения химической энергии конденсированного ВВ, которые реализуются во взрывном кумулятивном процессе и последующей импульсной инжекции сформированной высокоэнтальпийной плазменной струи в атмосферный воздух. Процесс инжекции сопровождается интенсивным вихреобразованием и самоорганизацией истекающего потока в долгоживущую крупномасштабную вихревую структуру в виде плазменного тороидального вихря. Генерация мощного электромагнитного излучения оптического диапазона осуществляется за счет ударно-волновых процессов при торможении плазменной струи в воздухе и плазмохимических процессов в вихре. Выделяемая в результате экзотермических реакций тепловая энергия конвертируется в энергию оптического излучения и энергию циркуляционного движения. Временная структура генерируемого импульса излучения отражает динамику протекающих физико-химических процессов и содержит компоненты микро- и миллисекундных диапазонов длительности.

При сравнительно небольшой массе заряда взрывчатого вещества (~ 20 г) достигнуты пиковая мощность излучения 300 kW/sr и энергетический выход интегрального по спектру оптического излучения 400–600 J/sr. Эффективность преобразования химической энергии ВВ в излучение составила 5–7.5%. Спектрально-энергетическими и динамическими характеристиками импульса излучения можно управлять, варьируя массой плазмообразующего вещества.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Федерального агентства по образованию (проект по АВЦП „Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)“ № 2.1.2/965) и гранта президента РФ ведущих научных школ № НШ-2902.2008.8.

Список литературы

- [1] Буланов С.С., Есиев Р.У., Жарников М.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 1. С. 74–80.
- [2] Жарников М.Н., Камруков А.С., Кожевников И.В. и др. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 5. С. 38–46.
- [3] Шидловский А.А. Основы пиротехники. М.: Машиностроение, 1973. 256 с.
- [4] Цикулин М.А., Попов Е.Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977. 176 с.
- [5] Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Физматлит, 2005. Т. XI-4. С. 593–600.
- [6] Киселев Ю.Н., Немчинов И.В., Никитина О.К. и др. // ДАН СССР. 1989. Т. 304. С. 825–828.
- [7] Архипов В.П., Жарников М.Н., Камруков А.С. и др. // Сб. тр. VI Межгос. симп. по радиационной плазмодинамике („РПД-2003“). М.: НИЦ „Инженер“, 2003. С. 202–203.
- [8] Юсупалиев У. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 6. С. 543–559.