

Подсекция:

ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА

И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

Сопредседатели
профессор Н.Н. Сысоев, профессор АИ. Осипов,
профессор В.М. Шибков

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ИМПУЛЬСНЫМ ПОВЕРХНОСТНЫМ СКОЛЬЗЯЩИМ РАЗРЯДОМ

Аспирант *Латфуллин Д.Ф.*, доцент *Мурсенкова И.В.*,
профессор *Сысоев Н.Н.*

Переход от ламинарного режима течения к турбулентному в газодинамическом потоке приводит к изменению динамических и тепловых нагрузок на обтекаемую поверхность [1-3]. Положение ламинарно-турбулентного перехода определяется обычно путем регистрации сигналов тепловых датчиков или датчиков давления [1, 2]; оптическими методами визуализируется структура пограничного слоя в двумерных течениях [3, 4]. В данной работе структура пограничного слоя в сверхзвуковом потоке визуализировалась излучением импульсного поверхностного скользящего разряда (плазменного листа).

Ламинарно-турбулентный переход исследовался в потоке воздуха за плоской ударной волной в ударной трубе с разрядной камерой (с общим каналом прямоугольного сечения 24×48 мм²) [5]. За фронтом волны толщина пограничного слоя возрастает от нуля по направлению к контактной поверхности. На некотором расстоянии от фронта ударной волны $x_{кр}$ пограничный слой становится турбулентным. Переход от ламинарного пограничного слоя к турбулентному можно характеризовать критическим числом Рейнольдса

$$Re_{кр} = U_{\infty} \cdot \rho_{\infty} \cdot x_{кр} / \mu_{\infty},$$

где U_{∞} , ρ_{∞} , μ_{∞} – скорость, плотность и вязкость потока соответственно [2]. Оно зависит от однородности потока, шероховатости поверхности, числа Маха потока и др.

Эксперименты проводились при числах Маха ударной волны 1.8-4,0 (скорости потока до 1100 м/с), плотности 0.08-0.40 кг/м³. При этих условиях протяженность однородного спутного течения между фронтом ударной волны и контактной поверхностью была более 30 см. Толщина ламинарного пограничного слоя составляла ~1 мм.

На двух противоположных стенках разрядной камеры располагались плоские электроды, где инициировались импульсные скользящие поверхностные разряды площадью 30×100 мм² на расстоянии 24 мм. Через две другие стенки разрядной камеры – плоскопараллельные кварцевые стекла – регистрировалось интегральное свечение разряда цифровым фотоаппаратом Nikon D50, и осуществлялась покадровая регистрация цифровой камерой Nanogate-2. При инициировании разряда в потоке процессы

синхронизировались с помощью сигналов от пьезоэлектрических датчиков давления в канале ударной трубы.

Скользкий поверхностный разряд развивался при подаче импульсного напряжения 25 кВ; ток разряда достигал ~ 1 кА, длительность ~ 200 нс. Плазменный лист в неподвижном воздухе представляет собой систему параллельных диффузных и ярких каналов, скользящих по поверхности диэлектрика. Толщина плазменного слоя в неподвижном воздухе 0.4-0.8 мм, в потоке ~ 0.4 мм [5]. Спектральный состав излучения разряда в воздухе определяется второй положительной системой азота, длительность свечения в видимом диапазоне около 300 нс.

Течение в пограничном слое на стенках канала разрядной камеры исследовалось при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях (числах Маха потока 0.8-1.6). Инициирование разряда в потоке проводилось через определенное время после выхода ударной волны за пределы области разряда (рис. 1).

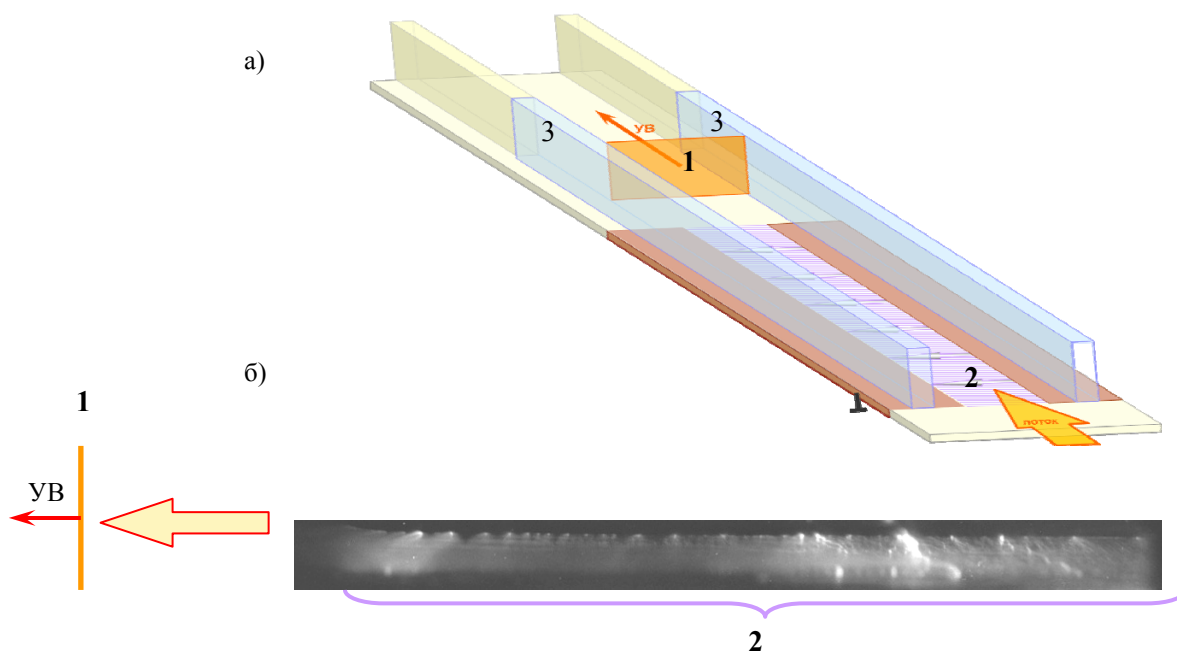


Рис 1. а) схема эксперимента; б) интегральное свечение разряда в потоке (число Маха потока 1.20, плотность 0.13 кг/м^3). 1 – фронт ударной волны, 2 – область разряда, 3 – стекла. Стрелкой показано направление потока.

Газодинамическое течение вблизи поверхности влияет на характер развития разряда, в результате свечение плазменного листа в газодинамическом потоке зависит от его скорости и плотности. За время регистрации интегрального свечения разряда структура течения не изменяется. Так как толщина плазменного слоя соизмерима с толщиной пограничного слоя,

свечение плазменного листа визуализирует структуру приповерхностного течения. Были получены изображения интегрального свечения плазмы разряда в потоке начиная от фронта ударной волны до контактной поверхности. Свечение плазменного листа непосредственно за фронтом ударной волны было достаточно гладким и однородным. На некотором расстоянии от фронта, зависящем от плотности и скорости потока, однородность свечения нарушалась, появлялись отдельные криволинейные каналы (рис. 2 б). Анализ полученных изображений показал, что характер свечения разряда изменяется с изменением режима течения в пограничном слое от ламинарного к турбулентному. Цифровая обработка изображений позволила определить характерные расстояния перехода $x_{кр}$ при различных параметрах течения. Критические числа Рейнольдса перехода составили $(2\div 3)\cdot 10^5$.

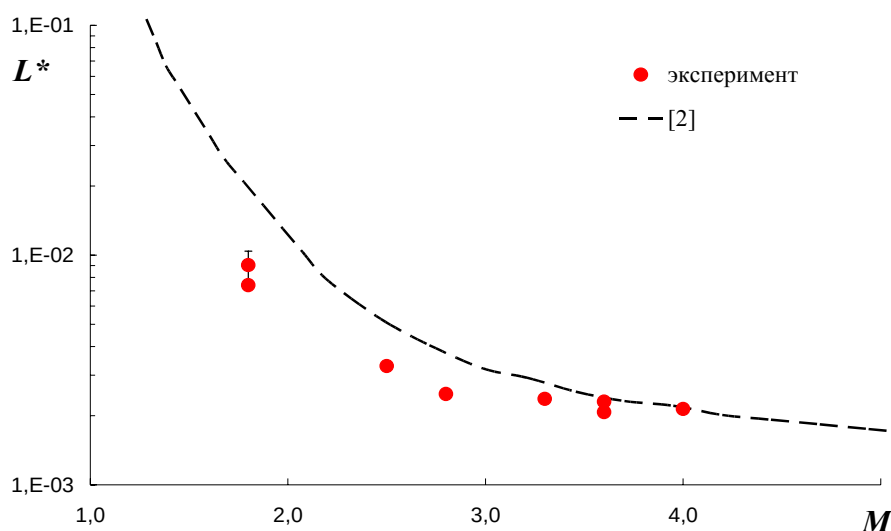


Рис. 2.

Полученные значения $x_{кр}$ хорошо согласуются с результатами [2] (см. рис. 2, где $L^* = x_{кр} [м] \cdot p_0 [атм]$). Таким образом, положение ламинарно-турбулентного перехода в сверхзвуковом пограничном слое достаточно точно определяется методом визуализации свечением поверхностного распределенного скользящего разряда наносекундной длительности (плазменного листа). Возможность организации этого типа разряда на искривленной поверхности позволяет применять его для визуализации трехмерных приповерхностных течений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 09, раздел 2 и гранта РФФИ 06-08-01301-а.

Литература

1. Шиплюк А.Н., Буров Е.В., Маслов А.А., Фомин В.М. // ПМТФ. 2004. Т. 45. №2. С. 169-176.
2. Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. Москва. «Наука». 1977. 274 с.
3. Бобашиев С.В., Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Лапушкина Т.А., Поняев С.А., Ван Ви Д.М. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 3. С. 25-32.
4. Nishihara M., Jiang N., Rich J. W., Lempert W. R., Adamovich I. V. and Gogineni S. // Phys. Fluids. 2005. V. 17. 106102. P. 1-12.
5. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 5. С. 10-18.

НАНОСЕКУНДНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО РАЗРЫВА В КАНАЛЕ

Профессор Знаменская И.А., аспирант Коротеев Д.А.

Интерес к изучению взаимодействия плазменных образований с потоками газа связан с возможностью применения разрядных технологий для эффективного управления параметрами потока, воздействия на процессы горения и воспламенения. Такие исследования также актуальны с точки зрения усовершенствования газоразрядных лазеров. Необходимость решения подобных задач привела к формированию специального научного направления – плазменной аэродинамики. За последние десятилетия опубликовано большое количество работ, в которых процессы взаимного влияния плазменной области и неоднородностей газового потока рассматриваются экспериментально или теоретически [1]. В большинстве из них в качестве объекта исследования выбираются ударные волны и относительно долгоживущие плазменные образования (10 мкс и выше).

В данной работе представлены результаты экспериментов по исследованию взаимодействия плоских газодинамических разрывов, реализуемых в однодиафрагменной ударной трубе, с областью наносекундной ионизации, создаваемой импульсным объёмным разрядом с предыонизацией ультрафиолетовым свечением плазменных электродов.

Канал ударной трубы имеет прямоугольное сечение 2.4×4.8 см. Разрядная секция является продолжением канала течения. Верхняя и нижняя стенки разрядной секции представляют собой плазменные электроды, боковые выполнены из кварцевых стёкол, обеспечивающих пропускание электромагнитных волн видимого и ультрафиолетового диапазона (от 250

нм). Длина межэлектродного промежутка L составляет 10 см. Разряд может быть инициирован на любой стадии газодинамического процесса. Используемая система диагностики позволяет фиксировать интегральное по времени поле свечения плазмы разряда, динамику поля свечения с временным разрешением 10 нс, спектральный состав свечения, а также структуру и динамику поля течения после разрядного воздействия.

Установлено, что время свечения и тока разряда составляют около 200 нс, что много меньше характерных газодинамических времен. Другими словами, за время разряда поток практически неподвижен.

При инициировании разряда в момент, когда в разрядной секции находится ударная волна, наблюдается локализация свечения в области низкого давления перед фронтом (рис. 1). Это связано с резким изменением величины параметра Таунсенда E/N (E – напряженность электрического поля, N – концентрация молекул газа) на фронте, которое влечёт многократное уменьшение эффективной электропроводности газа за ударной волной. При инициировании разряда в момент, когда в разрядной камере находится область контактного перехода между рабочим и толкающим газами, свечение также локализуется перед контактным переходом (рис. 1).



Рис. 1. Свечение разряда в невозмущенном газе (слева), перед ударной волной (в середине), перед областью контактного перехода (справа)

Экспериментально установлено, что зависимость интенсивности свечения I от расстояния x , пройденного газодинамическим скачком по разрядной секции на момент инициирования разряда аппроксимируется кривой $I(x) = I_0/(1-x/L)$. В качестве I может выступать как интегральная интенсивность свечения плазмы разряда (по времени и спектру), так и интенсивность одной из характерных полос спектра, а в качестве I_0 – соответствующая интенсивность в покое газе (в случае ударной волны) или в однородном спутном потоке (в случае контактного перехода). Такое представление $I(x)$ соответствует зависимости величины удельного объемного энерговклада q от объёма области локализации V , выраженной следующим образом: $q(V) = q_0 V_0/V$, где q_0 – удельный энерговклад в покое газе (в случае локализации области разряда ударной волной) или в однородном спутном потоке (в случае локализации области разряда контактным переходом), V_0 – объём разрядной камеры.

Некоторая доля энергии разряда K_T идёт на нагрев газа в разрядной области непосредственно за время протекания тока. При самолокализации разряда в области перед ударной волной в этой области мгновенно (с газо-

динамической точки зрения) повышаются температура и давление, что ведёт к локальному (по времени) нарушению условий Ренкина-Гюгонио на фронте. Возникают условия для распада разрыва на фронте исходной ударной волны Y_0 (см. рис. 2). После разрядного воздействия вместо исходной Y_0 возникают три разрывные структуры: ударные волны Y_1 , Y_2 и контактная поверхность K_1 между ними, что соответствует одной из трёх возможных конфигураций, возникающих после распада разрыва [2].

Сопоставление аналитического решения задачи о распаде разрыва с экспериментальными теневыми изображениями структуры течения после разрядного энерговклада позволяет вычислить величину K_T . В условиях эксперимента она составляет $(25 \pm 4)\%$ в диапазоне давлений от 25÷80 торр, при длине зоны локализации энерговклада не меньшей 6 мм (при $x \leq 94$ мм). Такое значение K_T соответствует тому, что при начальном давлении в разрядной области равном 80 торр прирост температуры за время свечения составляет около 30 К в случае, если разряд инициирован в невозмущенном газе. Если на момент инициирования разряда $x = 9$ см (длина области энерговклада равна 1 см), то прирост температуры в области локализации разряда составляет около 300 К. При понижении начального давления до 25 торр эти величины становятся равными 90 К и 900 К соответственно. Средняя скорость роста температуры может достигать 5 К/нс.

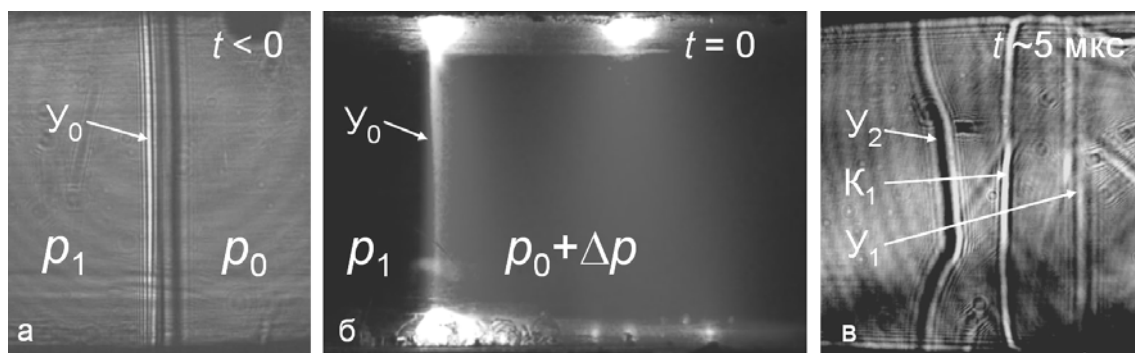


Рис. 2. Схематическое представление реализации распада разрыва. а – теневая фотография исходной (невозмущенной) ударной волны, б – свечение разряда перед ударной волной, в – теневая фотография структуры разрывов после разрядного воздействия

При длине области локализации разрядного энерговклада меньшей 1 см (плотности энерговклада большей 0.15 мДж/мм^3) распад разрыва наблюдается также и на конце разрядного промежутка (в точке $x = 10$ см), где формируются ударная волна, контактная поверхность и волна разряжения. Все вертикальные разрывы, образованные после разрядного воздействия искривлены за счёт взаимодействия с ударными волнами, отходящими от плазменных электродов.

Т.о. показано, что результатом самолокализации плазмы наносекундного разряда перед ударной волной является распад разрыва на фронте исходной ударной волны. На основе анализа экспериментальных теневых изображений разрывных газодинамических структур потока после разрядного воздействия проведен расчет доли энергии разряда, которая идёт на нагрев газа за время импульсного энерговысвобождения.

Литература:

1. Bletzinger P., Ganguly B. N., Van Wie D. and Garscadden A. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2005. Volume 38. Issue 4. P. R33–R57.
2. Чёрный Г.Г. Газовая динамика, Москва, Наука, 1988, 424 с.

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВОЙ СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЕРЕРАСШИРЕННОЙ СТРУИ

Зав.лабораторией *Запрягаев В.И.* (ИТПМ СО РАН), ст. науч.сотр. МГУ
Иванов И.Э., ст.науч.сотр. *Крюков И.А.* (ИПМ РАН),
вед.науч.сотр. *Локотко А.В.* (ИТПМ СО РАН)

Струи, истекающие из сопел в затопленное пространство, имеют большое значение в различных областях науки и техники. В связи с этим исследование ударно-волновой структуры и характеристик слоя смешения сверхзвуковых струй актуально и в настоящее время. За последние десятилетия большое развитие получили как средства обеспечивающие повышение точности проведения вычислительного эксперимента (численные алгоритмы, программные средства, вычислительная техника), так и средства обеспечивающие получение уточненной и новой информации в физическом эксперименте (высокоскоростные цифровые камеры, датчики давления и т.д.). Это позволяет теперь во-первых получить новую информацию о тонкой структуре струйных сверхзвуковых течений, во-вторых использовать данные полученные в эксперименте для настройки и тестирования современных численных алгоритмов и программных комплексов.

Экспериментальная установка. Эксперименты выполнены на струйной установке ИТПМ СО РАН г.Новосибирск [1]. В настоящей работе исследуется истечение сверхзвуковой струи (рабочая среда – холодный воздух с отношением удельных теплоемкостей $\gamma = 1.4$ температура торможения $T_0 = 287$ К) из конического сопла с полууглом раскрытия 15° в окружающую атмосферу со следующими характерными параметрами: давлением $p_h = 1.008$ бар и температурой $T_h = 294$ К. Расчетное число Маха исте-

чения из сопла $M_a = 3.005$ радиус выходного сечения $R_a = 15$ мм, диаметр критического сечения 14.53 мм, радиус скругления транзвуковой части $R_3 = 3.0$ мм, полуугол конической дозвуковой части сопла 45° . Для перерасширенного режима истечения отношение давлений в камере и в окружающей среде принято $N_{pr} = P_0 / P_h = 21.8$ (где P_0 – давление торможения). Оптическая визуализация структуры течения начального участка струи была выполнена с использованием CCD камеры CV-M10 и выводом TV сигнала в компьютер. Были измерены осевое и радиальные распределения давления Пито в интервале $0 \leq X \leq 720$ мм вдоль оси и $0 \leq r \leq 50$ мм по нормали к оси. Использовались датчики давления Siemens KPY45A – для измерения давления Пито, датчики Siemens KPY68AK – для измерения полного давления в форкамере установки. Использовалась автоматизированная система сбора данных, основанная на применении многоканального 12 разрядного АЦП и высокоточного координатника с шаговым двигателем ДШИ-200.

Численный метод. При численном исследовании в качестве математической модели принята система двумерных нестационарных уравнений Навье-Стокса с соответствующими граничными условиями дополненная двухпараметрической моделью турбулентности. Для численной аппроксимации конвективной (невязкой) части исходной системы уравнений использовалась явная квазимоноотонная численная схема повышенного порядка точности, являющаяся модификацией схемы Годунова. Используется кусочно-линейное распределение параметров на расчетном слое и существенно двумерные процедуры "восстановления" данных в расчетных ячейках [2]. В качестве граничных условий на стенках канала ставились условия прилипания, на оси симметрии ставились условия симметричного отражения, во входном сечении задавались условия сверхзвукового потока, а в выходном – условия отсутствия отражения.

В данной работе используется дифференциальная модифицированная для расчета сжимаемых неравновесных течений $k-\varepsilon$ модель турбулентности совместно с усовершенствованным методом пристеночных функций [3], который позволяет корректно рассчитывать потоки как с отрицательным, так и с положительным продольными градиентами давления. Используется регулярная расчетная адаптивная сетка с четырехугольными ячейками с сильным сгущением возле твердой стенки.

Результаты исследования. На рис. 1 а приведена шлирен-фотография сверхзвуковой неизобарической струи (время экспозиции 1/30 сек) на рис.1 б показано поле градиента плотности (численное шлирен изображение) начального участка этой струи полученное с помощью численного расчета. В расчете использовалась расчетная сетка 300x250 ячеек.

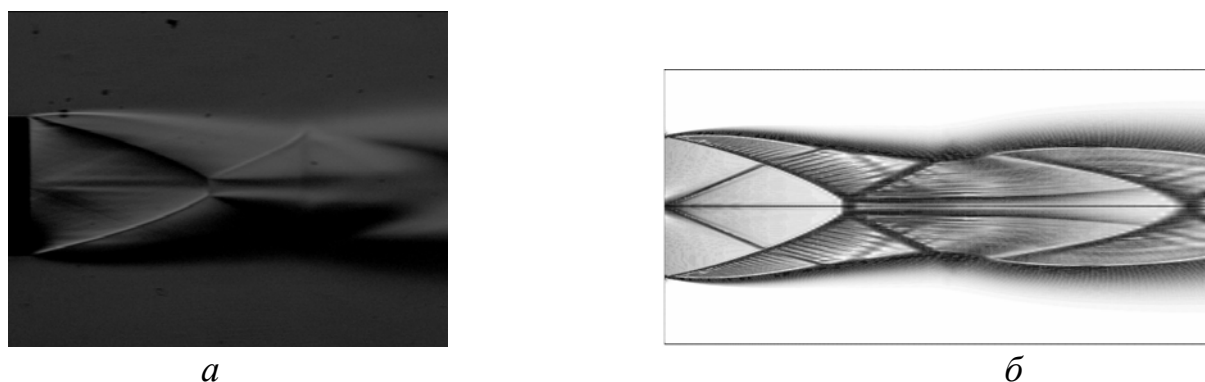


Рис. 1. Шлирен фотография и поле градиента плотности для начального участка сверхзвуковой струи

Наблюдается хорошее соответствие полученной в эксперименте шлирен фотографии и расчетного поля струи. Видны сопловые скачки, распространяющиеся в первой ячейке и след на оси струи, возникающий за счет нерегулярного взаимодействия солового скачка с осью струи. В расчетах и эксперименте отчетливо регистрируется взаимодействие соплового отраженного от оси струи скачка и скачка сжатия, формирующегося у среза сопла в режиме перерасширения. На рис. 2 приведены распределения давлений Пито (P_t/P_h) вдоль оси симметрии полученные экспериментально (кружки) и в численном расчете (сплошная линия).

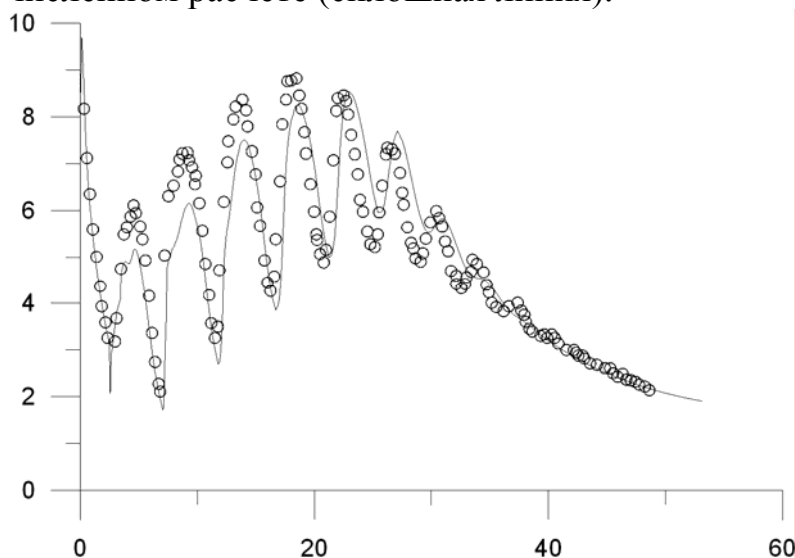


Рис. 2. Распределение P_t на оси симметрии струи.

По оси абсцисс отложено расстояние от среза сопла отнесенное к радиуса среза (x/R_a). На рис. 3 представлены профили давлений Пито в радиальном направлении для двух значений координаты $x/R_a = 1.62$; 8.81 .

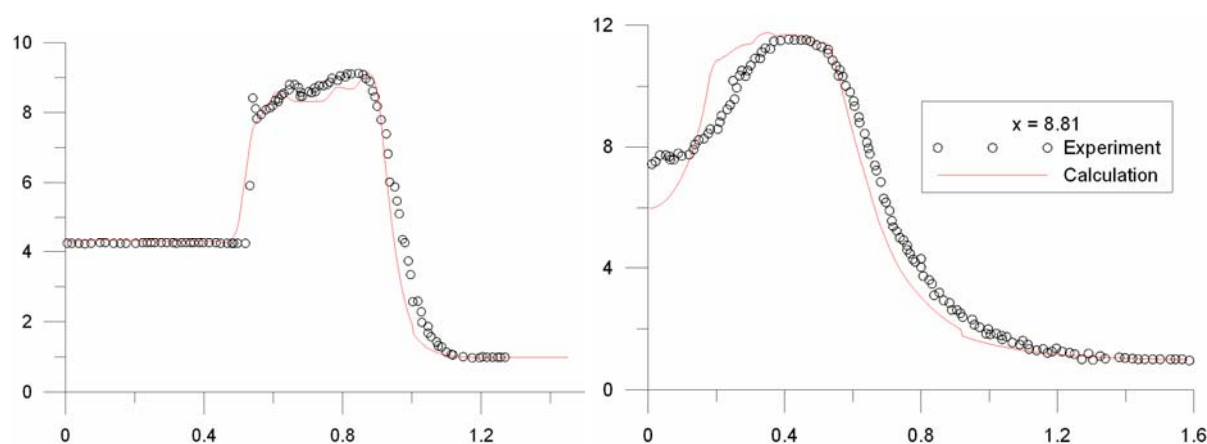


Рис. 3. Радиальные распределения давления Пито P_t в различных поперечных сечениях

Анализ результатов показывает, что численное распределение P_t совпадает по фазе в ближних бочках (периодах) с экспериментом. Хорошо соответствует эксперименту распределение P_t в зоне полностью перемешанного течения (дальнее поле струи).

Литература

1. Zapryagaev V.I., Kudryavtsev A.N., Lokotko A.V. An experimental and numerical study of a supersonic jet shock-wave structure West East High Speed Flow Fields 2002, CIMNE, Barcelona, Spain, 2002, 6 pp.
2. Иванов И.Э., Крюков И.А. Квазимонотонный метод повышенного порядка точности для расчета внутренних и струйных течений невязкого газа. Математическое моделирование, т.8, № 6, 1996, С.47-55.
3. Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. Расчет сверхзвуковых турбулентных течений. Институт Проблем механики РАН, Препринт № 793 2006, 36 с.

ВЛИЯНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО НАГРЕВА ВОЗДУХА НА ИНИЦИАЦИЮ ГОРЕНИЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ ТОПЛИВНОЙ СМЕСИ

Аспирант Ваулин Д.Н., инженер Каменищikov С.А., доцент Черников В.А.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию влияния предварительного нагрева воздуха, поступающего в сверхзвуковой канал на условия воспламенения и горения пропан – воздушной смеси. В качестве источников плазмы использовались продольно – поперечный дуговой разряд (ППР) постоянного тока [1], и плазмодинамический разряд магнитоплазменного компрессора (МПК) [2], работающего в импульсном режиме.

Базовым элементом экспериментальной установки является вакуумная камера объемом 3 м^3 , с которой через гибкое соединение соединен аэродинамический канал. Кроме того, в состав экспериментального стенда входят: система создания начального давления в канале, система ввода топлива, блок размещения генератора плазмы, диагностический комплекс. Для нагрева воздуха, поступающего в аэродинамический канал, использовался омический нагреватель, выполненный из спиральной трубки внутренним $\varnothing 20 \text{ мм}$. и длиной 10 м , помещенной в термостат. Спираль нагревателя подключалась к источнику питания, рассчитанного на максимальный ток во внешней цепи 500 А . Эксперименты проводились по следующей схеме: в начале спираль термостата нагревалась в течение $20\text{--}40$ минут, при этом ток в цепи спирали был постоянным и составлял 400 А . Затем источник питания спирали выключался, и через равные интервалы времени ($5\text{--}10$)с осуществлялись последовательные пуски разряда в потоке воздушно-пропановой смеси. Температура потока определялась при помощи калиброванной термопары, размещенной на входе в секцию сверхзвукового сопла. Регистрация характера горения, как и в предыдущих экспериментах, осуществлялась в основном при помощи датчиков давления и фотоумножителей.

Основные характеристики ППР выбирались из условий, соответствующих стабильному режиму горения сверхзвуковой воздушно-пропановой смеси. Значения начальных параметров ППР в этих условиях были следующими: начальное напряжение источника питания $U_0 = 5 \text{ кВ}$, разрядный ток $I = 18 \text{ А}$, длительность разряда $\tau = (1\text{--}2) \text{ с}$.

В качестве параметра, характеризующего процесс горения, использовался коэффициент K , определяемый следующей формулой: $K = \frac{t_{\text{гор}}}{t_c}$ где

$t_{\text{гор}}$ – время горения топливной смеси, а t_c – время, в течение которого импульс разряда совпадает со временем поступления пропана в канал. Из этого определения следует, что при $K \approx 1$ имеет место режим стабильного несамостоятельного горения, $K > 1$ соответствует режиму самостоятельного горения, а при $K \approx 0$ горение не наблюдается.

Результаты нескольких циклов экспериментов, проведенных по изложенной выше методике, представлены на рис.1 в виде зависимости коэффициента K от температуры воздушного потока на входе в сверхзвуковое сопло.

Из приведенной зависимости следует, что предварительный нагрев воздушного потока (до максимальной температуры 650 К) приводит к совершенно неожиданному результату, а именно, при высоких температурах горение сверхзвуковой смеси не регистрируется. И только при понижении температуры воздушного потока на входе в канал до значений порядка 350 К , начинается горение смеси в нестабильном режиме, который постепенно

при дальнейшем понижении температуры переходит в режим стабильного несамостоятельного горения, характерный для ненагретого воздуха.

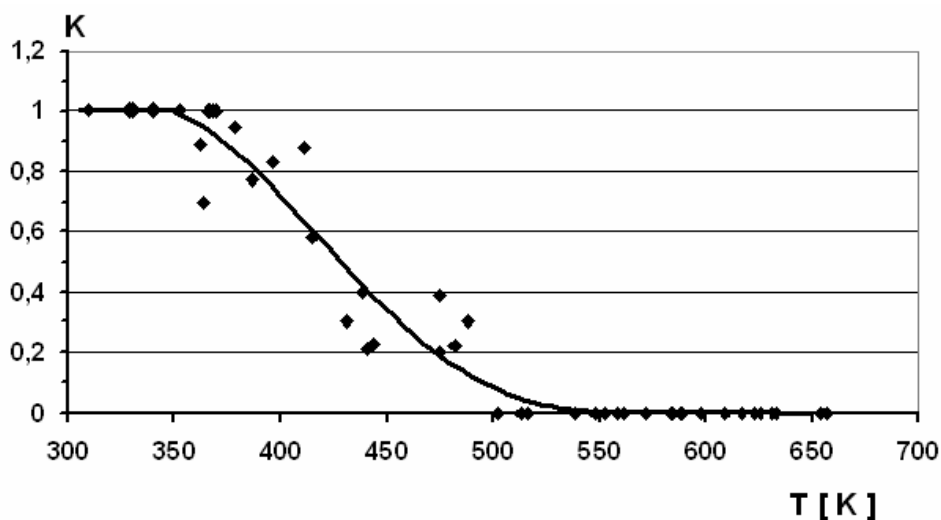


Рис. 1. Зависимость коэффициента K от температуры $I = 18$ А, начальные давления: воздуха 2,4 атм., пропана – 5 атм

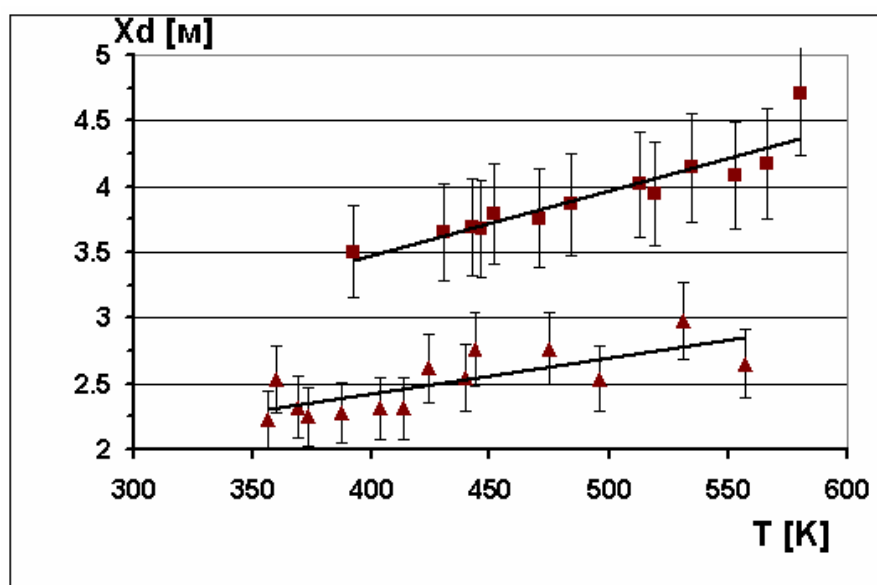


Рис.2. Зависимость координаты места возникновения взрывной волны от начальной температуры воздушного потока. Начальное давление воздуха – 2,6 атм, пропана – 5 атм. ■ – МПК расположен в четвертой секции, ▲ – во второй

Был экспериментально исследован характер взрывного горения, инициированного МПК [3] в случае предварительного нагрева воздуха, поступающего в канал. Эксперименты с предварительным нагревом прово-

дились по той же методике, что и в случае ППР. При инъекции в поток плазменной струи, генерируемой МПК, определялась координата места возникновения взрывной волны (детонационное расстояние x_d), как функция начальной температуры воздушного потока. Координата взрыва определялась в линейном приближении по формуле: $x_d = (v_1 \cdot v_4 \cdot dt) / (v_1 + v_4)$, где v_1 и v_4 – скорости прямой “плазменной” и обратной волны возмущения давления, величины которых определялись путем соответствующей обработки сигналов с датчиков, dt – временная разница прихода указанных волн на конкретный датчик с фиксированным положением в канале. Результаты таких измерений приведены на рис. 2.

Из приведенных результатов следует, что начальный нагрев воздуха в термостате в условиях эксперимент с МПК приводит к увеличению координаты места взрыва.

¹Работа выполнена при финансовой поддержке комплексной программы научных исследований Президиума РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях» Подпрограмма 2 «Фундаментальные аспекты магнитоплазменной аэродинамики».

Литература

1. А.Ф. Александров, А.П. Ершов и др. Параметры продольно-поперечного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха. Вестник МГУ, серия 3, Физика, Астрономия, 2007, №5 с. 59-61.
2. А.П. Ершов, Е.Б. Колесников, И.Б. Тимофеев, В.А. Черников, С.Н. Чувашев, В.М. Шибков «Плазмодинамические разряды в поперечных сверхзвуковых потоках воздуха» ТВТ, Т.44 № 4 С.485-493, 2006.
3. С.А. Каменщиков., А.А. Логунов, В.А. Черников. «Воспламенение воздушно-пропановой смеси импульсной плазменной струей». Ломоносовские чтения 2007. Тезисы докладов.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛЕНОК В УСЛОВИЯХ ПОВЕРХНОСТНОГО СВЧ РАЗРЯДА В НЕПОДВИЖНОМ ВОЗДУХЕ

Профессор Александров А.Ф., профессор Шибков В.М.,
доцент Шибкова Л.В.

Работа посвящена экспериментальному исследованию процесса воспламенения и горения жидких углеводородов в условиях поверхностного СВЧ разряда. На примере чистого спирта, а также бензина и керосина, показана перспективность СВЧ разряда для быстрого воспламенения жидких углеводородов.

Для изучения воспламенения жидких углеводородных пленок использовалась экспериментальная установка, состоящая из вакуумной камеры, магнетронного генератора, системы для ввода СВЧ энергии в камеру и диагностической системы. В качестве источника СВЧ излучения использовался импульсный магнетронный генератор сантиметрового диапазона длин волн. Магнетронный генератор мог работать либо в однократном режиме, либо в режиме частых посылок СВЧ импульсов. Магнетрон имел следующие характеристики: длина волны $\lambda = 2,4$ см; отдаваемая в тракт импульсная СВЧ мощность $W < 100$ кВт; длительность импульсов $\tau = 5 - 200$ мкс; частота повторения импульсов $f = 1 - 100$ Гц, скважность в режиме повторяющихся импульсов $Q = 1000$; при этом средняя мощность не превышала 100 Вт.



Рис. 1

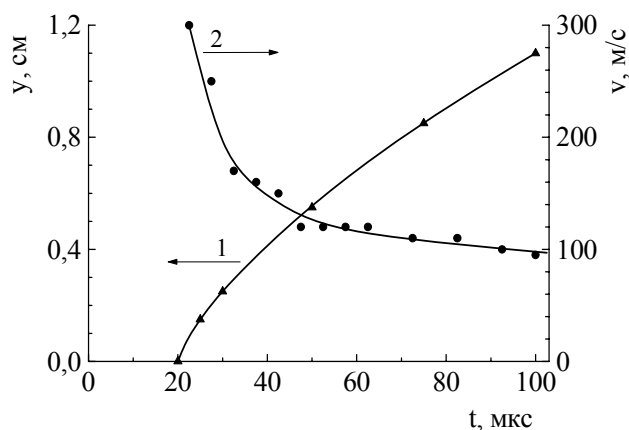


Рис. 2

На рис. 1 представлена интегральная фотография процесса воспламенения и горения чистого спирта в условиях поверхностного СВЧ разряда при давлении воздуха 1 атм, длительности импульса 100 мкс, импульсной мощности 55 кВт. Жидкий спирт нанесен тонким слоем только на левую поверхность вертикально расположенной кварцевой антенны. Так как время экспозиции кадра равно 2 с, то на одной фотографии одновременно можно видеть горение спирта в условиях поверхностного СВЧ разряда, т.е. при наличии сильного приведенного электрического поля (яркое белое свечение слева у поверхности антенны), и слабое синеватое свечение справа от антенны (это обычное нормальное стационарное горение спирта). На этом же кадре можно видеть некоторое компактное светящееся образование, оно начинает образовываться в зоне СВЧ разряда при воспламенении спирта, газ нагрет в нем до 2000 К и ионизован. Это образование можно отождествить с процессом автовоспламенения и догорания мелких капелек спирта, инжектируемых из зоны горения у поверхности антенны, а также паров спирта и газообразных продуктов его деструкции в СВЧ разряде.

Если СВЧ разряд создается внутри налитого в углубление на фланце спирта и внешнее воспламенение спирта не происходит, то выделяемая внутри спирта энергия переходит в направленное движение либо капелек жидкости, либо наблюдаются струйки жидкости, летящие со скоростью ~ 10 м/с.



Рис. 3

Были исследованы также ряд параметров рассматриваемого явления. В частности, на рис. 2 представлены данные о положении (кривая 1) и скорости (кривая 2) передней границы области интенсивного горения спирта, воспламеняемого поверхностным СВЧ разрядом при $p = 1$ атм, $W_{\text{им}} = 55$ кВт, $\tau = 100$ мкс. Регистрируемая скорость учитывает движение газа, вызванное ударными волнами, инициируемыми поверхностным СВЧ разрядом, а также связанное с расширением продуктов горения спирта вблизи антенны. Видно, что период индукции для воспламенения спирта в этих условиях равен приблизительно 20 мкс. Следует подчеркнуть, что за 10-20 мкс воздух в условиях поверхностного СВЧ разряда при атмосферном давлении нагревается только до 1000 К. Поэтому в этих условиях наблюдается нетепловой механизм воспламенения.

Была измерена также скорость распространения фронта передней границы области с пониженной плотностью газа, возникающей при воспламенении спирта. Эта скорость также определяется перечисленными выше газодинамическими возмущениями, возникающими в условиях поверхностного СВЧ разряда. Показано, что скорость распространения каверны равна 100 м/с вблизи ($y = 10$ мм) антенны и падает до десятков сантиметров в секунду на поздних стадиях (время 0,1 с и расстояние от антенны 100 мм). Использование коллимированных фотоэлектронных умножителей, регистрирующих сигналы свечения на различных расстояниях от антенны при горении спирта в условиях поверхностного СВЧ разряда, еще раз подтверждают наличие светящегося образования и позволяют определить скорость его распространения, которая с очень хорошей степенью точности совпадает с измеренной другими методами (рефракционный датчик и теневая фотография).

Сравнение тепловых потоков от плазмы импульсно-периодического поверхностного СВЧ разряда в воздухе и от пламени при горении спирта в воздухе показало, что на всех расстояниях от антенны потоки тепла от пламени при воспламенении спирта в 4-10 раз больше потоков от плазмы поверхностного СВЧ разряда в воздухе. У поверхности антенны в зоне интенсивного горения $n_e = 3 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$.

Был исследован также процесс воспламенения бензина и керосина с помощью поверхностного СВЧ разряда. Теплотворные способности бензина и керосина почти в два раза больше, чем у спирта. Общий вид горения бензина, воспламененного в условиях однократного поверхностного СВЧ разряда при $p = 760$ Тор, $W_{\text{им}} = 55$ кВт и $\tau = 100$ мкс, представлен на рис. 3. На фотографии наблюдается интенсивное горение бензина вблизи поверхности антенны (слева от антенны). Период индукции с увеличением подводимой СВЧ мощности уменьшается с 22 мкс при $W_{\text{им}} = 55$ кВт до 8 мкс при $W_{\text{им}} = 75$ кВт. Вблизи антенны при создании поверхностного СВЧ разряда происходит эффективное испарение и деструкция бензина, наработка активных частиц и радикалов. Происходит также эффективный выброс паров и мелких капелек бензина. Этот процесс хорошо виден на фотографии. Мелкие капельки и пары бензина движутся от антенны со скоростью порядка 10 м/с. На расстоянии $y = 1 - 3$ см от антенны происходит автовоспламенение продуктов деструкции бензина и движущихся капелек бензина. Это явление на интегральных (без временного разрешения) фотографиях наблюдается в виде ярко светящихся траекторий. При этом на некотором расстоянии от антенны наблюдается область яркого свечения. Показано, что процесс автовоспламенения паров бензина, содержащих большое количество возбужденных и активных частиц и радикалов, наработанных в области существования поверхностного СВЧ разряда и инжесктированных в окружающее пространство, начинается через время порядка 3 – 5 мс после окончания СВЧ импульса. Интенсивность свечения достигает максимального значения через 10 мс и продолжается еще в течение 30 – 40 мс.

Точно также как и при горении спирта, в спектре пламени при горении бензина наблюдаются интенсивные молекулярные полосы Свана и полосы циана, а также сплошной спектр. Температура пламени, измеренная в условиях интенсивного горения бензина, равна $T = 3100$ К. Аналогичные эксперименты были выполнены при воспламенении керосина в условиях поверхностного СВЧ разряда. Период индукции для керосина, определенный тем же способом, что и при воспламенении спирта и бензина, равен 15 мкс при подводимой импульсной СВЧ мощности 55 кВт.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 05-02-16532, № 08-02-01251) и программы П-09 Президиума РАН.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ КУМУЛЯЦИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ЛИНЕЙНОГО Z-ПИНЧА В ГАЗЕ

Ст. науч. сотр. Юсупалиев У.

Введение. В последнее время возникло новое направление в технике и технологии получения изображения объектов — получение трехмерного изображения объектов с реальными координатами в реальном времени [1,2]. Макетный образец одной из таких систем, работающий в диапазоне 630÷650 нм, позволил существенно увеличить дальность видения объектов в мутных средах по сравнению с существующими системами получения изображения (сверхчувствительными видеокамерами, ЭОП и др.). Для существенного улучшения отношения сигнал/шум (например, получения изображения через туман) для такой перспективной системы требуется мощный импульсный источник излучения (подсветки) с перестраиваемым спектральным составом в видимом и ближнем УФ диапазонах спектра и короткой длительностью (в нано- и в перспективе пикосекундном диапазонах) [1]. Роль такого источника не могут выполнять существующие пикосекундные импульсные лазеры, так как спектр их излучения является фиксированным. Анализ физических принципов работы различных импульсных источников излучения показывает [3-10], что необходимыми характеристиками излучения могут обладать цилиндрически симметричные Z-пинчи в неоне и аргоне. Однако анализ имеющихся экспериментальных данных [7-18] и теоретических моделей [11,19-21] показывает, что проведенные исследования не позволяют определять оптимальные условия работы Z-пинчей в качестве импульсных источников излучения, в частности, условие получения минимальной длительности импульса излучения. Целью данной работы является исследование закономерностей Z-пинчей в газах для определения таких условий работы в качестве импульсных источников излучения.

1. Разрядный контур для Z-пинча состоял из батареи конденсаторов (емкость $C=20$ мкФ, зарядное напряжение $U_0=10\div50$ кВ), управляющего разрядника, разрядной камеры с системой откачки и напуска рабочего газа — аргона. Разрядная камера представляла собой кварцевый цилиндр. В эксперименте использовались три камеры: две камеры с одинаковыми радиусами $R_0=4,5$ см, но с различной длиной $l_0=30$ и 15 см; третья камера с $R_0=3,0$ см и $l_0=30$ см. Давление аргона p_0 варьировалось в пределах $p_0=13,3\div1330$ Па. Регистрировались развернутый во времени спектр излучения разряда в спектральном диапазоне 200÷600 нм, импульсы излучения разряда в видимом (400÷600 нм) и ближнем УФ (290÷380 нм) диапазонах спектра, вольтамперные характеристики.

2. На рис.1 показана динамика изменения формы импульса излучения такого Z-пинча в видимом диапазоне для $U_0=16$ кВ, $l_0=30$ см при следующих значениях давления аргона p_0 : 266; 133; 66,5; 26,6 Па. Импульс излучения во времени синхронизирован с разрядным током (рис.1,а). Видно, что в интервале изменения давления $266 \text{ Па} \leq p_0 \leq 66,5 \text{ Па}$ этот импульс имеет один «горб» (рис.1,б-г) и с понижением давления его длительность сокращается, а амплитуда растет. При $p_0 < 66,5 \text{ Па}$ у импульса появляется второй горб (рис.1,д) и с дальнейшим понижением давления его длительность увеличивается. Кроме того, такое снижение давления приводит и к более раннему сжатию плазменного шнура. В работах [8-10] показано, что одиночный «горб» импульса излучения соответствует режиму однократного сжатия плазменного шнура, а импульс с двумя «горбами» – режиму двукратного сжатия.

Проведенные нами эксперименты показали, что импульсы излучения с такими же параметрами (режимами сжатия) можно получить, изменяя величину U_0 или l_0 при фиксированном давлении p_0 . В таблице приведены измеренные значения величины U_0 для импульсов излучения с параметрами, идентичными приведенным на рис.1, при фиксированном значении давления $p_0=133$ Па для двух разрядных камер. Из данных таблицы следует, что для получения импульсов излучения с одинаковыми параметрами при различных значениях величин U_0 , l_0 и p_0 необходимо выполнение условия $U_0^2/(l_0 p_0) = \text{const}$. Кроме того, заданному значению величины $U_0^2/(l_0 p_0)$ соответствует определенное значение начальной скорости сжатия плазменного шнура V_{in} . То есть начальная скорость сжатия V_{in} и длительность импульса излучения Δt_u линейного Z-пинча однозначно определяются величиной размерного комплекса $U_0^2/(l_0 p_0)$, и этот комплекс может характеризовать режимы сжатия (однократного, двукратного и д.т.) Z- пинча в газе.

Таблица

Режимы цилиндрически симметричного Z-пинча в аргоне (параметры разрядной камеры $l_0 = 0,3$ м, $R_0 = 4,5$ см)	1	2	3	4
Зарядное напряжение U_0 , кВ	15	15	15	15
Давление в разрядной камере p_0 , 10^2 Па	2,66	1,33	0,66	0,266
U_0 , кВ	11	15	21	35
p_0 , Па	1,33	1,33	1,33	1,33
$\frac{U_0^2}{l_0 p_0}$, $(\text{В})^2/(\text{м} \cdot \text{Па})$	$0,85 \cdot 10^6$	$1,70 \cdot 10^6$	$3,34 \cdot 10^6$	$8,46 \cdot 10^6$
Начальная скорость сжатия разряда V_{in} , 10^3 м/с	1,65	4,8	7,07	11,97

Итак, проведенный опыт показывает, что путем варьирования значений величин U_0 , l_0 и p_0 можно получить минимальную длительность одиночного импульса излучения Z-пинча. Для определения условий получения этой величины Δt_u рассмотрим баланс энергии цилиндрически симметричного Z-пинча газе.

3. Процесс сжатия плазменного шнура под действием собственного магнитного поля разрядного тока Z-пинча является кумулятивным эффектом, т.е. характеристики шнура на стадии максимального сжатия определяются его начальными параметрами. Поэтому рассмотрим начальную стадию сжатия Z-пинча. Опыт показывает [7,10,12,13], что на этой стадии сжатия в энергетическом балансе разряда его энергией излучения можно пренебречь.

Согласно работе [13], для начальной стадии сжатия цилиндрически симметричного Z-пинча баланс мощностей имеет вид:

$$JU = \frac{dW_M}{dt} + A + J^2 r_0, \quad (1)$$

где U – падение напряжения на разрядном промежутке, $W_M = \iiint_{\Omega} \frac{B^2}{8\pi} d\Omega$ – энергия магнитного поля разряда, $A = \iiint_{\Omega} v_r [jB] d\Omega$ – работа электродинамических сил в единицу времени, $r_0(t)$ – омическое сопротивление разряда, v_r – радиальная скорость частиц плазмы, $j(t,r)$ – плотность разрядного тока $J(t)$, $B(t,r)$ – индукция магнитного поля, Ω – объем разряда. При пренебрежении токами смещения величины j и B связаны уравнением Максвелла.

Так как процесс сжатия плазменного шнура (слоя) является импульсным процессом, то интерес представляет знание величин слагаемых баланса энергии разряда к данному моменту времени t . При этом учтем, что отрыв плазменного слоя от стенки камеры происходит в тот момент t_l , когда магнитное давление p_M разрядного тока станет больше газокINETического давления плазмы p . Проинтегрировав по t уравнение (1), получим:

$$\int_{t_l}^t U(\xi) J(\xi) d\xi = W_M(t) + \int_{t_l}^t A(\xi) d\xi + \int_{t_l}^t J^2(\xi) r_0(\xi) d\xi. \quad (2)$$

Используя уравнение движения для плазменного шнура, в [12] работа электродинамических сил определена в следующем виде:

$$\int A(\xi) d\xi = E_K + \frac{1}{2} \int \left(\frac{dR(\xi)}{d\xi} \right)^2 dm(R(\xi)), \quad (3)$$

где $E_K = (mv_r^2)/2$ – кинетическая энергия захваченной магнитным поршнем массы плазмы

$m = \rho_0 l_0 \pi (R_0^2 - R^2(t))$, ρ_0 – плотность рабочего газа, R – радиус плазменного шнура (слоя). Второй член в правой части (3) представляет собой тепло, выделяющееся в процессе сжатия при захвате плазмы. Итак, из уравнений

(1) и (3) следует, что при сжатии плазменного шнура (слоя) его нагрев происходит за счет протекания тока и работы электродинамических сил.

Для определения конкретного вида выражения величин $\int_{t_1}^t J^2(\xi) r_o(\xi) d\xi$,

$\frac{1}{2} \int_{t_1}^t \left(\frac{dR(\xi)}{d\xi} \right)^2 dm_1(R(\xi))$ и $W_M(t)$ используем опытные данные. При определении

выражения $\frac{1}{2} \int_{t_1}^t \left(\frac{dR(\xi)}{d\xi} \right)^2 dm_1(R(\xi))$ учтем опытный факт, что при сжатии плаз-

менного шнура (слоя) магнитным поршнем захватывается не вся масса плазмы, а только ее часть $m_I = \eta \rho_0 l_0 \pi (R_0^2 - R^2(t))$, где η – доля захваченной магнитным поршнем массы плазмы ($0 < \eta < 1$).

При значениях начальной скорости нарастания разрядного тока $F \sim (1 \div 7) \cdot 10^{10}$ А/с и $J \sim (0,7 \div 1,0) \cdot 10^5$ А начальная скорость сжатия V_{in} плазменного шнура разряда в аргоне и неоне составляет $(5 \div 12) \cdot 10^3$ м/с [8-10], а при $F \geq 10^{11}$ А/с и $J \sim 10^5 \div 10^6$ А величина V_{in} в водороде и дейтерии – $(1,0 \div 4,6) \cdot 10^4$ м/с [12-16]. Отсюда видно, что величина скорости V_{in} намного больше скорости звука в плазме, находящейся впереди сжимающегося плазменного слоя, и поэтому перед этим слоем образуется сходящаяся к центру разряда цилиндрическая ударная волна (УВ). Поршнем этой волны является плазменный слой, на который действуют электродинамические силы. Характерно, что число Маха M такой УВ составляет $\sim 15 \div 95$ [8-17]. Согласно работе [22], при таких числах Маха газ за фронтом УВ сильно ионизован.

В связи с этим заметим, что еще Курчатов И.В. [23] на основе опытных данных впервые показал, что работа электродинамических сил расходуется на сообщение кинетической энергии сходящемуся цилиндрическому слою плазмы и под действием таких сил образуется цилиндрическая ударная волна, сходящаяся к оси разрядной камеры. При движении этой волны газ увлекается вместе с плазмой, и одновременно с этим происходит дополнительная ионизация его атомов.

Итак, мы приходим к выводу, что за счет работы электродинамических сил плазменный слой приобретает кинетическую энергию E_K , происходит его ударный дополнительный нагрев E_H и дополнительная ионизация вовлекаемого в разряд плазмы ΔI , а также совершается работа против давления газа A_P :

$$\int_{t_1}^t A(\xi) d\xi = E_K + E_H + \Delta I + A_P. \quad (4)$$

Как показывает опыт, на начальной стадии сжатия цилиндрически симметричного Z-пинча в газе рост скорости сжатия V_{in} практически невелик, и можно считать $V_{in} \approx \text{const}$. Тогда и давление плазменного слоя также

можно считать $p \approx \text{const}$. На основе этих приближений можно получить формулы для искомых величин E_K , E_H , ΔI , A_P .

Конечным результатом джоулевого нагрева и ударного нагрева плазменного слоя является повышение его тепловой энергии. Учитывая это можем написать следующее соотношение:

$$\int_{t_1}^t J^2 r_0 dt + E_H = \left(\frac{1}{\gamma_d - 1} \right) p l_0 \pi (R_0^2 - R^2) - \left(\frac{1}{\gamma_0 - 1} \right) p_0 l_0 \pi (R_0^2 - R^2), \quad (5)$$

где γ_0 – показатель адиабаты рабочего газа, γ_d – показатель адиабаты плазмы. Кроме того, считая, что магнитным поршнем захватывается только часть газа, величины E_K , ΔI и A_P определим следующим образом:

$$E_K = \eta \rho_0 l_0 \pi (R_0^2 - R^2), \quad (6)$$

$$\Delta I = \alpha n_0 l_0 \pi (R_0^2 - R^2) I_{\text{eff}}, \quad (7)$$

$$A_P = (p - p_0) l_0 \pi (R_0^2 - R^2), \quad (8)$$

где α – средняя степень ионизации плазменного слоя, I_{eff} – энергия, затраченная на ионизацию одной частицы газа.

Из соотношений (2), (3)-(8) видно, что если найти связь между давлением p и радиусом плазменного шнура (слоя) $R(t)$, то уравнение баланса энергии (2) можно свести к уравнению с одной переменной относительно $R(t)$. Для этого воспользуемся известной связью между скоростью ударной волны V_{SW} и скоростью ее поршня V_P при $M \gg 1$ [24]:

$$V_{SW} = \frac{\gamma_0 + 1}{4} V_P \left[1 + \left(1 + \frac{16c_0^2}{(\gamma_0 + 1)^2 V_P^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \cong \frac{\gamma_0 + 1}{2} V_P, \quad (9)$$

где c_0 – скорость звука в плазме, находящейся перед фронтом УВ. Выражение (9) позволяет связать давление за фронтом УВ p со скоростью магнитного поршня $V_P = V = dR(t)/dt$ следующим образом:

$$p = \frac{\gamma_0 + 1}{2} \rho_0 V_P^2 - \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} p_0. \quad (10)$$

Непосредственные измерения напряжения $U(t)$, тока $J(t)$ и распределения индукции магнитного поля в различные моменты времени $B(t, r)$ показывают, что энергия $\int_{t_1}^t U(\xi) J(\xi) d\xi$, вводимая в разряд, и энергия магнитного поля разряда $W_M(t)$ до момента достижения максимальной скорости сжатия плазменного шнура V_{max} связаны между собой следующим простым соотношением:

$$W_M(t) \approx k_0 \int_{t_1}^t U(\xi) J(\xi) d\xi, \quad (11)$$

где k_0 – коэффициент пропорциональности. Так, в условиях эксперимента [13] ($U_0 = 40$ кВ, давление дейтерия $p_0 = 6,65$ и $26,6$ Па, $R_0 = 20$ см, $l_0 = 90$ см,

$F \approx 2 \cdot 10^{11}$ А/с) и [16] ($U_0=100$ кВ; давление дейтерия $p_0 = 6,65$ Па, $R_0 = 20$ см, $l_0 = 50$ см, $F \approx 10^{12}$ А/с) до моментов достижения максимальной скорости сжатия величина коэффициента k_0 составляет $\sim 0,33 \div 0,39$, а в условиях работы [10] ($U_0=25$ кВ, давление аргона $p_0 = 212,8$ Па, $R_0 = 4,5$ см, $l_0 = 30$ см, $F \approx 1,7 \cdot 10^{10}$ А/с) величина k_0 за первый полупериод тока – $\sim 0,45$. Для условий нашей работы ($U_0=15 \div 35$ кВ, давление аргона $p_0 = 26,6 \div 266$ Па, $R_0 = 4,5$ см, $l_0 = 30$ см, $F \approx (1 \div 7) \cdot 10^{10}$ А/с) величина k_0 заключена в интервале $0,40 \div 0,45$. Таким образом, в энергетическом балансе Z-пинча энергия магнитного поля в динамике его сжатия играет существенную роль.

Подставив в (2) выражения (5)-(11), получим следующее нелинейное интегро-дифференциальное уравнение относительно величины $R(t)$:

$$B_0 (R_0^2 - R^2) \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + A_0 (R_0^2 - R^2) = (1 - k_0) \int_{t_1}^t U(\xi) J(\xi) d\xi, \quad (12)$$

где $A_0 = \pi l_0 p_0 \left[\alpha \frac{I_{eff}}{\theta_0} - \left(\frac{1}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} \right) - \left(\frac{2 \gamma_0}{\gamma_0 + 1} \right) \right]$, $B_0 = \pi l_0 \rho_0 \left[\left(\frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 + 1}{2} \right) + \eta \frac{1}{2} \right]$.

Опыт показывает [8-10, 13-17], что на начальной стадии сжатия разряда $U \approx \text{const}$ и $J \approx Ft$. В этом случае уравнение (12) имеет вид:

$$B_0 (R_0^2 - R^2) \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + A_0 (R_0^2 - R^2) = \frac{1}{2} (1 - k_0) U F (t^2 - t_1^2). \quad (13)$$

В рассматриваемой задаче имеется характерное расстояние – радиус камеры R_0 . Поэтому за безразмерную координату выберем относительный радиус $x = R/R_0$, после чего, поделив обе части уравнения (13) на $B_0 R_0^4$, получим следующее уравнение:

$$(1 - x^2) \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{A_0}{B_0 R_0^2} \right) (1 - x^2) = (1 - k_0) \frac{U F}{2 B_0 R_0^4} (t^2 - t_1^2). \quad (14)$$

Величина $t_c = \sqrt{(B_0 R_0^2)/A_0}$ в (14) имеет размерность времени, т.е. в задаче появилось еще и характерное время. Поэтому мы вправе выбрать безразмерное время в виде $\tau = t/t_c$, так как t_c следует из самого уравнения (14).

Тогда уравнение (14) в координатах x и τ примет вид:

$$(1 - x^2) \left(\frac{dx}{d\tau} \right)^2 + (1 - x^2) = \left(\frac{1 - k_0}{2} \right) \Xi (\tau^2 - \tau_1^2), \quad (15)$$

где $\tau_1 = t_1 / \sqrt{\frac{B_0 R_0^2}{A_0}}$, $\Xi = \frac{U F B_0}{A_0^2}$ – безразмерный комплекс, зависящий только от

начальных характеристик рабочего газа и разряда. Величина именно этого комплекса характеризует динамику сжатия Z-пинча – изменение относительного радиуса (x) и относительной скорости сжатия плазменного шнура ($dx/d\tau$). Этот комплекс представляет собой отношение скорости изменения погонной вводимой в разряд мощности к скорости изменения суммарной погонной мощности джоулевого нагрева плазмы и работы электродинами-

ческих сил в единицу времени и на единицу длины. Кроме того, из соотношения (11) и уравнения (15) видно, что динамика сжатия Z-пинча определяется также величиной k_0 – отношением энергии магнитного поля разрядного тока к вводимой в разряд энергии.

На начальной стадии сжатия Z-пинча напряжение U всегда меньше зарядного напряжения U_0 вследствие падения напряжения на других элементах разрядного контура. Поэтому $U \approx \beta U_0$ и величина коэффициента пропорциональности β заключена в интервале $0 < \beta < 1$. В условиях работ [13–17] $\beta \approx 0,45 \div 0,5$, а в [10] и данной работы $\beta \approx 0,30 \div 0,35$. Кроме того, $F \approx U/L$ (L – начальная индуктивность разрядного промежутка). Тогда безразмерный комплекс имеет вид $\Xi = D_0 U_0^2 / (l_0 p_0)$, где величина коэффициента D_0 для выбранных установки и газа является постоянной. Итак, безразмерный комплекс Ξ содержит в себе размерный комплекс $U_0^2 / (l_0 p_0)$. Согласно опытным данным (см. таблицу) начальная скорость сжатия V_{in} Z-пинча в аргоне и длительность импульса его излучения Δt_u определяются величиной комплекса $U_0^2 / (l_0 p_0)$, а следовательно, и величиной безразмерного комплекса Ξ .

Более того, из уравнения (15), оказывается, можно определить начальную скорость

сжатия Z-пинча V_{in} . При $\tau = \tau_l$ для безразмерной скорости сжатия $\frac{dx(\tau_l)}{d\tau}$ из (15) можно получить кубическое уравнение, которое имеет следующее решение:

$$\frac{dx(\tau_l)}{d\tau} = - \left[\sqrt[3]{\frac{1-k_0}{4} \Xi \tau_l + \sqrt{\left(\frac{1-k_0}{4} \Xi \tau_l\right)^2 + \frac{1}{27}}} + \frac{1}{27} + \sqrt[3]{\frac{1-k_0}{4} \Xi \tau_l - \sqrt{\left(\frac{1-k_0}{4} \Xi \tau_l\right)^2 + \frac{1}{27}}} \right], \quad (16)$$

где знак минус отражает процесс сжатия. Из (16) для абсолютной величины относительной начальной скорости сжатия V_{in}/c_0 получим следующую формулу:

$$\frac{V_{in}}{c_0} = a_0 \cdot \left| \frac{dx(\tau_l)}{d\tau} \right| = a_0 \cdot f(k_0, \Xi), \quad (17)$$

$$\text{где } a_0 = \sqrt{\left[\frac{\alpha I_{eff}}{\theta_0} - \left(\frac{1}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} \right) - \left(\frac{2\gamma_0}{\gamma_0 + 1} \right) \right] / \left[\gamma_0 \left(\frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 + 1}{2} \right) + \frac{\eta}{2} \right]}.$$

Сравним теперь решение уравнения (15) и следствие из него – формулы (17) с опытными данными Z-пинча в аргоне [10] и дейтерии [13–16].

4. Для Z-пинча в аргоне уравнение (15) с начальным условием $x(\tau_l) = 1$ решалось численно, и его решение сравнивалось с опытными данными работы [10] для следующего режима: $U_0 = 15$ кВ, $p_0 = 66,5$ Па, $R_0 = 4,5$ см, $l_0 = 30$ см, $t_c = 1,53 \cdot 10^{-5}$ с, $U \approx 5$ кВ, $F \approx 1,7 \cdot 10^{10}$ А/с, $t_l \approx 3,0 \cdot 10^{-6}$ с, $k_0 \approx 0,4$, $\eta \approx 0,6$, $\gamma_d \approx 1,2$. Степень ионизации аргона α выбиралась равной единице, так как М

>> 1. Тогда из этих данных следует, что величина $\Xi \approx 1100$. На рис. 2 представлены результаты численного решения уравнения (15) (сплошная кривая – зависимость $R/R_0 = h(\tau)$) и экспериментальные данные, взятые из работы [10]. Видно, что на начальной стадии сжатия Z-пинча ($0,2 < \tau \leq 0,28$) теоретическая кривая удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

На рис.3 представлены экспериментальные зависимости величины V_{in}/c_0 Z-пинча в аргоне (а) и дейтерии (б) от безразмерного комплекса Ξ . Данные для скорости V_{in} взяты из работ [10,13-16], а значения для комплекса Ξ определены из данных этих работ. Из них следует, что для Z-пинча в аргоне $\tau_I \approx 0,2$, $k_0 \approx 0,4$, $\eta \approx 0,6$, $\gamma_d \approx 1,2$, $\alpha \approx 1$, а в дейтерии $\tau_I \approx 0,1$, $k_0 \approx 0,38$, $\eta \approx 0,6$, $\gamma_d \approx 1,2$, $\alpha \approx 1$ ($M \geq 20 \div 90$). Кривые, построенные по формуле (17) при этих значениях, представлены на рис. 3,а и рис.3,б. Видно, что теоретические кривые в пределах ошибки измерения удовлетворительно совпадают с опытными данными.

Для случая $\Xi > 4000$, как видно из рис.3, с увеличением величины Ξ темп роста начальной (соответственно и максимальной) скорости сжатия сильно (в 6÷8 раз) уменьшается – у зависимости $V_{in}/c_0 = f(\Xi)$ наблюдается тенденция к насыщению с ростом вводимой в разряд мощности. Следовательно, можно предположить, что на стадии максимального сжатия разряда зависимость его относительной максимальной температуры T_{max}/T_{in} от комплекса Ξ должна иметь такую же тенденцию, что и для зависимости $V_{in}/c_0 = f(\Xi)$, так как повышение температуры шнура на этой стадии происходит в основном за счет кинетической энергии радиального движения плазменного слоя (T_{in} – начальная температура плазменного слоя в момент его отрыва от стенки камеры). Действительно, на рис. 4 приведена экспериментальная зависимость величины T_{max}/T_{in} от комплекса Ξ для дейтерия. Опытные данные для дейтерия взяты из работ [13,14,19], из которых следует, что $T_{in} \approx 1$ эВ. Из рис.4 видно, что с ростом величины Ξ скорость роста T_{max} сильно уменьшается, т.е. у зависимости $T_{max}/T_{in} = \varphi(\Xi)$ наблюдается тенденция к насыщению с ростом вводимой в разряд мощности. Это связано с резким ростом интенсивности излучения (при кумуляции резко растут температура и плотность плазменного шнура). Понятно, что такой Z-пинч в газе можно использовать в качестве мощного импульсного источника излучения в различных диапазонах спектра: в водороде в качестве источника излучения в вакуумном ультрафиолете [7], а Z-пинч в неоне и аргоне – в ближнем УФ и видимом диапазонах спектра [8-10].

Таким образом, уравнение (15) в рамках тех приближений, при которых оно получено, удовлетворительно описывает процесс сжатия плазменного шнура (слоя) Z-пинча в газе на его начальной стадии. Это обстоятельство можно использовать для определения оптимального режима работы Z-пинча в аргоне в качестве импульсного источника излучения, а именно –

для определения его минимальной длительности импульса излучения. Действительно, длительность импульса излучения Z-пинча оценивается как сумма длительностей сжатия Δt_c и разлета Δt_P плазменного шнура $\Delta t_u = \Delta t_c + \Delta t_P \approx R_0/V_{CP} + R_0/V_P$ (где V_{CP} и V_P – средние скорости сжатия и разлета шнура). Величину скорости V_{CP} можно оценить как $V_{CP} \approx (V_{in} + V_{max})/2$, где V_{max} – максимальная скорость сжатия. Поскольку процесс сжатия плазменного шнура (слоя) Z-пинча в газе является кумулятивным процессом, то скорость сжатия такого шнура V , помимо начальной ее величины V_{in} , зависит также и от радиуса плазменного шнура (слоя) R : с уменьшением R ее величина растет, а при определенном значении R ее величина достигает своего максимального значения V_{max} . Опыт показывает [10,13-19], что $d = V_{max}/V_{in} \approx 1,7 \div 2,2$.

Что касается средней скорости разлета плазменного шнура после стадии кумуляции V_P , то, как показывает опыт, с увеличением его начальной скорости V_{in} она уменьшается, т.е. длительность разлета плазменного шнура Δt_P растет. Следовательно, отношение V_{in}/V_P является функцией безразмерных комплексов k_0 и Ξ : $V_{in}/V_P = \varphi(k_0, \Xi)$. Тогда с учетом (17) для величины Δt_u получим следующее выражение:

$$\Delta t_u \approx \frac{R_0}{V_{in}} \left(\frac{2}{1+d} + \frac{V_{in}}{V_P} \right) = \frac{R_0}{c_0 a_0 f(k_0, \Xi)} \left[\frac{2}{1+d} + \varphi_1(k_0, \Xi) \right]. \quad (18)$$

Однако в рамках предложенной модели процесса сжатия Z-пинча определить вид функции $\varphi_1(k_0, \Xi)$ не удастся. Поэтому зависимость

$$\frac{\Delta t_u}{R_0/c_0} \approx \frac{1}{a_0 f(k_0, \Xi)} \left[\frac{2}{1+d} + \varphi_1(k_0, \Xi) \right] = \psi(k_0, \Xi)$$

исследовалась экспериментально. Результат такого исследования в аргоне при $k_0 \approx 0,4$ представлен на рис.5. Видно, что дискретный набор экспериментальных точек допускает аппроксимацию непрерывной кривой, и это свидетельствует о существовании определенной функциональной зависимости между величинами $\frac{\Delta t_u}{R_0/c_0}$ и Ξ . Кроме того, эта зависимость имеет

минимум при $\Xi \approx 1550$. Минимальная длительность импульса излучения Z-пинча в аргоне в видимом диапазоне спектра при $\Xi \approx 1550$ составила ~ 650 нс. Заметим, что для разрядной камеры с $R_0 = 9,5$ см и $l_0 = 30$ см в условиях работы [10] достигнутая минимальная длительность импульса излучения Z-пинча в аргоне в том же спектральном диапазоне составила $\sim 1,1$ мкс.

При однократном сжатии Z-пинча из (18) следует, что чем меньше R_0 , тем короче длительность импульса его излучения. Однако, опыт показал, что для разрядной камеры с радиусом $R_0 = 3$ см при выполнении условия $\Xi \approx 1550$ уменьшается амплитуда импульса излучения, т.е. пиковая мощность излучения разряда. Итак, при варьировании величин U_0 , p_0 и l_0 уменьшение величины R_0 ниже определенного значения $(R_0)_{opt} = 4,5$ см не выгодно с

энергетической точки зрения для Z-пинча в аргоне как источника излучения, а увеличение R_0 выше $(R_0)_{\text{opt}}$ приводит к росту Δt_u , т.е. к ухудшению отношения сигнал/шум системы получения трехмерного изображения.

Таким образом, нам удалось определить оптимальное условие работы Z-пинча в аргоне, при котором достигается минимальная длительность импульса его излучения и его максимальная пиковая мощность в режиме однократного сжатия разряда.

Развернутый во времени спектр излучения Z-пинча в этом режиме его работы показывает, что на стадии сжатия и разлета плазменного шнура спектр его излучения носит линейчатый характер, а на стадии кумуляции спектр излучения становится сплошным в исследуемом диапазоне (200÷600 нм). Основная доля излучения разряда в ближнем УФ диапазоне высвечивается на стадии кумуляции. Это отражается на величине длительности импульса излучения в этом спектральном диапазоне, где она составляет ~ 250 нс, т.е. уменьшается в ~ 3 раза по сравнению с таковой в видимом диапазоне спектра, что важно для практического применения Z-пинча как источника излучения в системе получения трехмерного изображения объектов.

При оптимальном режиме работы Z-пинча в аргоне мощность его излучения в полосе прозрачности кварца составляет ~ 140 МВт.

Опыт показывает, что значение безразмерного комплекса $\Xi \approx 1550$ соответствует режиму сжатия Z-пинча в аргоне, при котором полностью происходит быстрое однократное сжатие и начинается второе – слабое сжатие. Этому режиму сжатия Z-пинча соответствует форма импульса излучения с двумя «горбами», но амплитуда второго «горба» практически в 10÷13 раз меньше, чем амплитуда первого «горба». Отсюда следует, что безразмерный комплекс Ξ характеризует режимы сжатия Z-пинча, т.е. величина Ξ является критерием режимов сжатия такого импульсного разряда. В эксперименте наблюдались однократное и двукратное сжатие Z-пинча в аргоне: однократное сжатие происходит в интервале $90 \leq \Xi \leq 1100$, а двукратное сжатие – при $\Xi > 1100$. Максимальное значение безразмерного комплекса Ξ в условиях данной работы не превышало 6020. Трехкратное сжатие Z-пинча наблюдалось в дейтерии в работе [14] при $\Xi \approx 26600$, что связано с большой величиной начальной скорости нарастания тока $F \approx 10^{12}$ А/с при $U_0 = 40$ кВ.

Считаю своим долгом выразить благодарность А.Ф. Александрову, А.А. Рухадзе, В.Г. Еленскому и С.А. Шутееву за помощь в работе и ценные обсуждения.

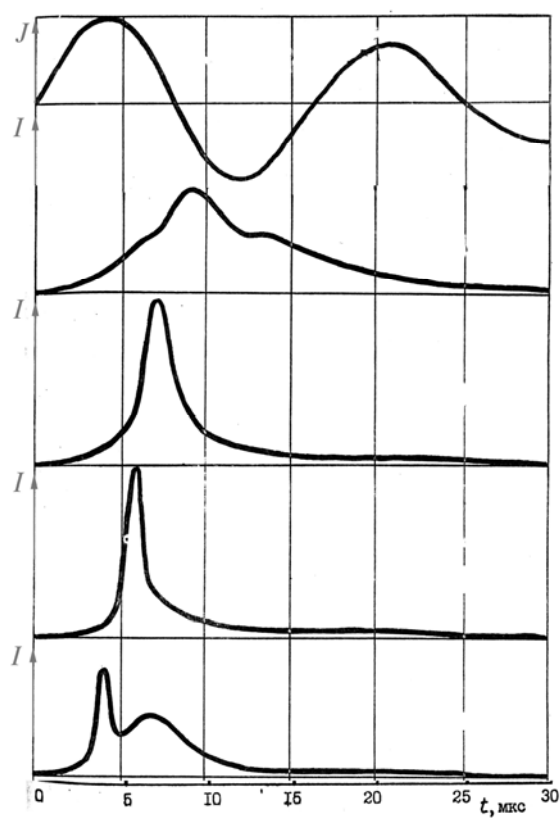


Рис.1

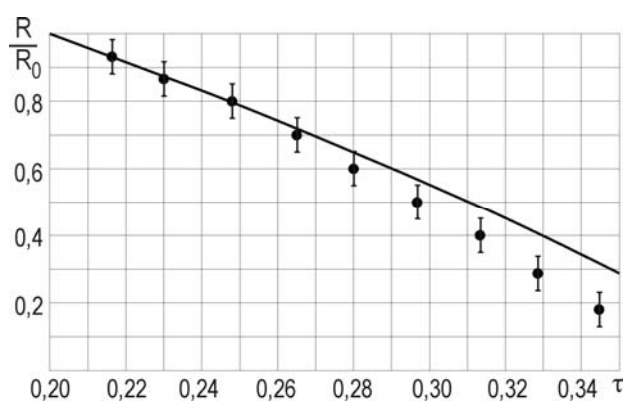


Рис. 2

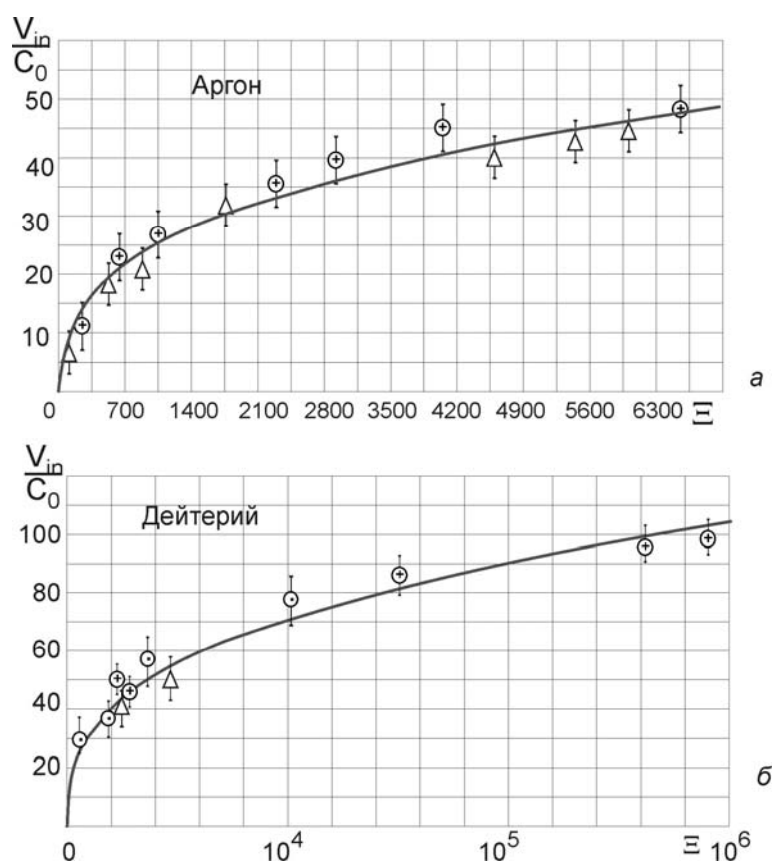


Рис. 3

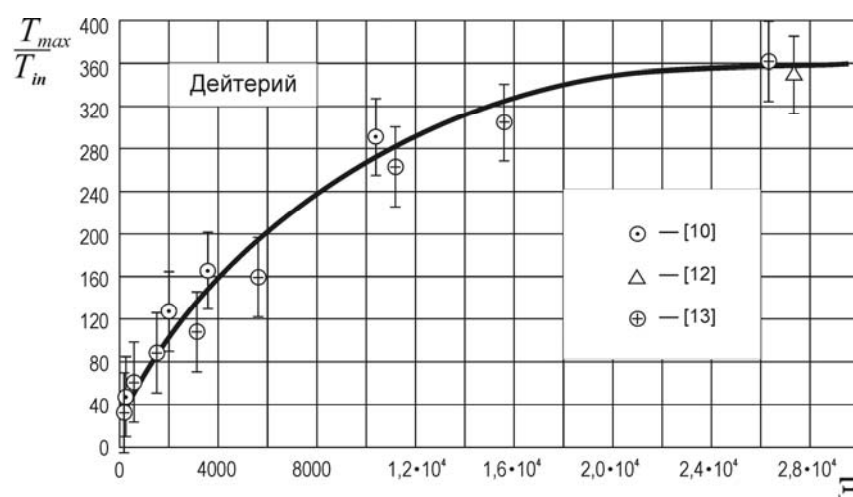


Рис. 4

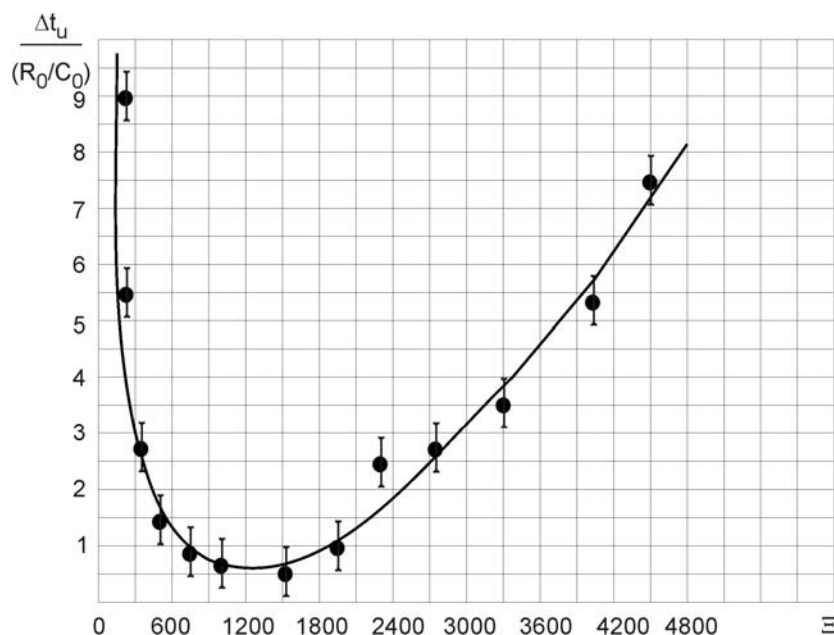


Рис. 5

Литература

1. Шутеев С.А., Юсупалиев У. // Прикладная физика, 2003, № 3, С.96-101.
2. Шутеев С.А. Физические принципы метода измерения трехмерных координат объектов в реальном времени. Автореферат канд. дис. М.: МГУ, 2005.
3. Александров А.Ф., Рухадзе А.А., Физика сильноточных электроразрядных источников света, М.: Атомиздат, 1976.
4. Борович Б.Л., Розанов В.Б., Зуев В.С. и др., в сб. Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой, Итоги науки и техники, Сер. Радиотехника, М.: ВИНТИ, 1978, с.79.
5. Импульсные источники света, под ред. И.С. Маршака, М.: Энергия, 1978.
6. Радиационная плазмодинамика, Т.1. М.: Энергоатомиздат, 1991.

7. Александров В.В., Горланов А.И., Ковальский Н.Г., Лукьянов С.Ю. и др. Пригоден ли Z-пинч в качестве эталонного источника излучения в вакуумном ультрафиолете? В сб. Диагностика плазмы, вып.3, М.: Атомиздат, 1973, С. 80-87.
8. Александров А.Ф., Савичев А.Т., Суров О.И. и др. // Физика плазмы. 1979. Т.5. №.1. С.184.
9. Aleksandrov A. F., Artamonov B. I., Timofeev I. B. et al. Structure of reflected Z-pinch ICPIG, Minsk, USSR, part 2, 1981, p.14-18.
10. Артамонов В.И. Динамика и излучение кумулирующего на стенку Z-пинча. Канд. диссер. на соиск. к.ф.-м.н. МГУ, 1981.
11. Вихрев В.В., Брагинский С.И. Динамика Z-пинча. В сб.: Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 10. М.: Атомиздат, 1980, С.243.
12. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1963.
13. Андрианов А.М., Базилевская О.А., Прохоров Ю.Г. Исследование импульсных разрядов в газах при силе тока 500 кА. В сб.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Т.2. М.: Изд. АН СССР, 1958, С.185.
14. Комельков В.С. // ЖЭТФ. 1958. Т.35. В. 1(7). С.16.
15. Комельков В.С., Морозова Т.И., Скворцов Ю.В. // В сб.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Т.2. М.: Изд. АН СССР, 1958, С.170.
16. Андрианов А.М., Базилевская О.А., Прохоров Ю.Г. В сб.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Т.4. М.: Изд. АН СССР, 1958, С.182-199.
17. Гваладзе Ю.С. Канд. диссертация, Сухуми, 1972.
18. Лукьянов С.Ю. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. М.: Наука, 1975.
19. Брагинский С.И. Гельфанд И.М., Федоренко Р.П. Теория сжатия и пульсаций плазменного столба в мощном импульсном разряде. В сб.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Т.4. М.: Изд. АН СССР, 1958, С. 201.
20. Имшенник В.С., Боброва Н.А. Динамика столкновительной плазмы М.: Энергоатомиздат, 1997.
21. Леонтович М.А., Осовец С.М. // Атомная энергия. 1956. Т.3. С.81.
22. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений М.: Наука, 1966.
23. Курчатов И.В. О возможности создания термоядерных реакций в газовом разряде // Атомная энергия, 1955, № 3. С. 65-75.
24. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980.