

Ю. Ю. Протасов, Ю. С. Протасов,
Т. С. Щепанюк

О ГЕНЕРАЦИИ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ГАЗОВЫХ СРЕДАХ СЛОЖНОГО ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА

Рассмотрены техника эксперимента, принципиальная схема и результаты исследований основных характеристик магнитоплазодинамического инжектора эрозионного типа, предназначенного для формирования сильных ударных волн, полностью свободных от тока, в широком диапазоне давлений в газах и средах сложного химического и ионизационного состава.

Динамические методы экспериментального исследования термодинамических, транспортных и оптических свойств газов и плазмы, основанные на вводе энергии в исследуемое вещество, вследствие вязкой диссипации энергии во фронте ударной волны, позволяют связать регистрируемые в эксперименте гидродинамические характеристики распространения ударного фронта и термодинамические свойства ударно-сжатой среды с последующим построением полного уравнения состояния [1, 2]. В данной статье описаны результаты экспериментального исследования динамических характеристик сильных ударных волн, генерируемых сильноточным магнитоплазодинамическим инжектором, предназначенным для формирования за срезом ударных волн, полностью свободных от тока, в широком диапазоне давлений ($p_0 \sim 10 \dots 10^7$ Па) в газовых средах практически любого химического и ионизационного состава. Для тракта генерации плазменных потоков разработан коаксиальный сильноточный электромагнитный плазменный ускоритель плазмы эрозионного типа с токовым коллектором выносных токов, работающий в режиме сильной магнитогидродинамической компрессии вещества.

Как установлено [3, 4], в целом ряде режимов работы магнитоплазодинамического ускорителя (МПДУ) эрозионного типа плотная плазма ($n_e \sim (10^{17} \dots 10^{19}) \text{ см}^{-3}$) при относительно невысоких температурах ($T_e \sim 2 \dots 5$ эВ) в зоне МГД-компрессии находится в условиях сильного межчастичного взаимодействия, так что параметр неидеальности среды $\Gamma = e^2 / (kTD)$, где $D = (kT / 8\pi n_e e^2)^{1/2}$, оказывается значительным. Характерные особенности МПДУ эрозионного типа, такие как возможность управления химическим (практически для всех металлов, диэлектриков и их композиций) и ионизационным ($z \sim 1 \dots 4$) составом плазмы, широкий диапазон вкладываемых в разряд энергий ($\Delta W_0 \sim 10^2 \dots 10^7$ Дж), удобство диагностики и технологичность

экспериментов, делают его перспективным устройством для генерирования и исследования плотной и неидеальной плазмы, в особенности для случаев $z = 1 \dots 4$.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования характеристик сильных ударных волн, генерируемых в зоне компрессии МПДУ, работающего на плазме металлов и полимеров, при максимальных значениях параметра $\xi/z \sim 1$ (ξ — число электронов в дебаевской сфере; z — кратность ионизации).

Экспериментальные условия и результаты. Исследования проводились на экспериментальной установке, подробно описанной в работе [5]. Магнитоплазменный ускоритель помещался в вакуумную камеру размером $0,8 \times 3$ м, в которой поддерживался вакуум не ниже $\sim 10^{-1}$ Па. Для сбора сфокусированной плазмы на расстоянии $l \sim 120$ мм от среза МПДУ устанавливалась кварцевая труба, соединенная с наружным электродом с помощью керамической цилиндрической втулки диаметром 120 мм, выполняющей роль плазмосборника.

Схема магнитоплазгодинамического ударно-волнового генератора приведена на рис. 1. Генератор содержит коаксиальный ускоритель плазменных потоков эрозионного типа, срез которого через керамическую втулку большого диаметра — плазмосборник 5 и цилиндрический токовый коллектор 7 — соединен с кварцевой трубкой 6, в которой и формируется плоская, свободная от тока ударная волна. Ускоритель выполнен из профилированных (по определенному закону, соответствующему объемному распределению тока в межэлектродном пространстве (канале)) электродов 1, 2, разделенных аблирующей втулкой 3 из материала заданного химического состава. Иницирующие стержневые электроды 4 соединены с обкладками малоиндуктивной конденсаторной батареи. Токовый коллектор 7 с помощью коаксиально расположенных цилиндрических тоководов 8 соединен электрически с токосъемными кольцами 9. Токосъемные кольца установлены

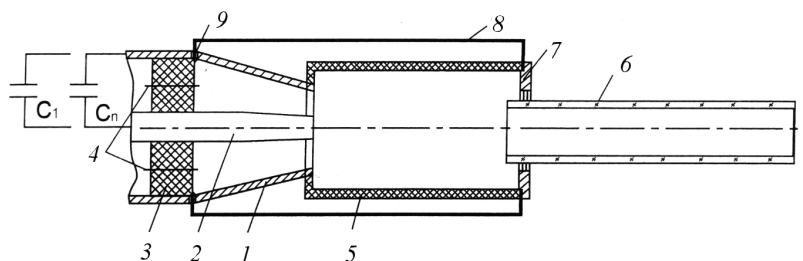


Рис. 1. Схема магнитоплазгодинамического ударно-волнового генератора:
1 — профилированный анод; 2 — цилиндрический катод; 3 — диэлектрическая аблирующая втулка; 4 — иницирующие стержневые электроды; 5 — керамический ($Al_2O_3 + BNC$)-плазмовод; 6 — кварцевая трубка; 7 — токовый коллектор; 8 — стержневой токовод; 9 — токосъемное кольцо

ны в зоне дефлаграционного токового слоя у поверхности втулки 3, это позволяет обеспечить токовую коммутацию, а также оптимальное перераспределение выносных токов из ускорителя в разрядную межэлектродную полость и их отсутствие в камере генерации ударной волны 6. Магнитоплазменный ускоритель плазмы эрозионного типа имеет следующие размеры электродной системы: длину 250, диаметр внутреннего электрода (катода) 20, а наружного анода 80 мм и помещен в вакуумную камеру с разрежением $\sim 10^{-3}$ Па. Кварцевая труба 6 диаметром 40 мм, установленная на расстоянии $l \sim 12$ см от среза ускорителя, служит для транспортировки самосжатого выносными токами потока плазмы. Емкостный накопитель энергии ускорителя представляет собой сборку из малоиндуктивных конденсаторов общей емкостью $C_0 = 750$ мкФ и рабочим напряжением $U_0 = 1 \dots 5$ кВ. Разряд в формирующем (RLC) контуре ускорителя носит периодический характер с длительностью полупериода $t/2 \sim 20$ мкс и амплитудой тока $I_{p\max} \sim 540$ кА. Характерные осциллограммы тока в разрядном контуре и СФР-грамма разряда приведены на рис. 2 и 3. Общая динамика развития разряда изучалась с помощью скоростного хронографа на основе камеры СФР-2М, работающей в режимах лупы времени и фоторегистратора. Пространственно-временное распределение плотности электронной компоненты изучалось с помощью теплеровской установки с лазерным осветителем и трехзеркального лазерного интерферометра, а тяжелой компоненты — по поглощению ультрамягкого ($\lambda \sim 1$ нм) рентгеновского излучения. Структура магнитных и электрических полей изучалась с помощью двойного электрического и холловского магнитного зондов малого (1,6 мм) диаметра. Газодинамические параметры потока плазмы за срезом ускорителя (скорость, концентрация частиц, число Маха и др.) определялись, используя развитые в работе [5] методы. Для спектральных исследований применялись кварцевый спектрограф ДФС-45310 и интерферометр Фабри–Перо, скрещенный с монохроматором МДР-189 с фотографической и фотоэлектрической регистрацией спектра.

В магнитоплазменных ускорителях в качестве плазмообразующих веществ используются металлы, диэлектрики, газы или их композиции в различных стехиометрических соотношениях. Разрядный промежуток в ускорителе закорачивается при подаче на иницирующие электроды импульса напряжением $\sim 50 \dots 100$ кВ. Формирующаяся при разряде основной конденсаторной батареи эрозионная плазма заполняет межэлектродный объем и в момент максимума тока за срезом ускорителя образует зону сжатия (МГД-компрессии) за счет холловского поджатия плазмы к центральному катоду и дополнительного

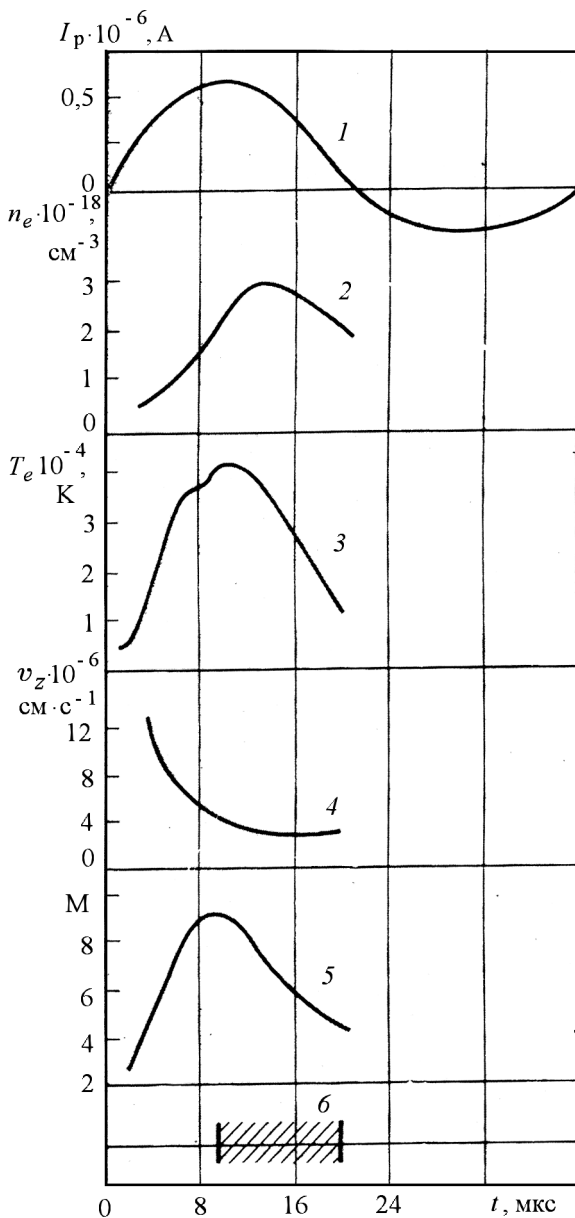


Рис. 2. Параметры плазменного потока в зоне компрессии при $W_0 \sim 10^4$ Дж для $(C_2F_4)_n$ -плазмы:

1 — ток разряда; 2 — концентрация электронов; 3 — электронная температура; 4 — среднemasовая скорость; 5 — числа Маха; 6, заштрихованная часть — время существования зоны компрессии в плазменном потоке

пинчевания потока в выносных токах. В кварцевой трубе 6 при взаимодействии гиперзвукового плотного плазменного потока ускорителя с предварительно созданной газовой средой образуется плоская, свободная от тока ударная волна. Радиальное ограничение расходящегося



Рис. 3. Участок хронограммы, соответствующий интервалу времени $\Delta t \sim 8 \dots 10$ мкс

потока плазмы на границе зоны магнитогидродинамической компрессии не влияет существенно на электротехнические характеристики сильноточного разряда, и на начальной стадии плазмодинамического разряда ($\tau \sim 2$ мкс) за счет торможения потока на торцевой стенке плазмодборника образуется ударно-сжатый слой плазмы, создающий начальную плотность частиц в трубке б. После выхода токового слоя за срез ускорителя ($\tau \sim 3 \dots 4$ мкс) трубка плазмодборника заполняется плазмой, движущейся со средней скоростью $\sim (2 \dots 5) \cdot 10^6$ см/с. К моменту образования сжатой плазменной зоны ($\tau \sim 10$ мкс) в разряд вкладывается $\sim 35 \dots 40\%$ запасенной в емкостном накопителе энергии W_0 , а в силу инерционности процесса абляции и плазмообразования в ускорителе, в трубку плазмодборника поступает только $\sim 30\%$ всей массы плазмообразующего вещества. Плотность частиц в трубке б составляет $\sim (1 \dots 1,5) \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, а температура тяжелых частиц, определенная на данной стадии разряда по маховскому отражению на тонкой пластине с острой передней кромкой, расположенной под нулевым углом атаки к оси потока, составляет ~ 1 эВ. Формирующийся в момент времени, близкий к максимуму тока, плотный плазменный самосжатый поток ($n_e \sim 10^{18} \dots 10^{19}$ см $^{-3}$, $T_e \sim 3 \dots 6$ эВ) выполняет роль плазменного “поршня”, способствующего образованию в трубке б плоского фронта давления, который сохраняется плоским и стабильным в течение остальной части первого полупериода тока разряда (до $\tau \sim 20$ мкс), т.е. в течение всего времени существования зоны МГД-сжатия потока.

Характер токовой структуры в зоне ударного фронта за срезом ускорителя исследовался магнитными холловскими зондами малого диаметра. При этом было установлено, что при размерах плазмодборника $5 \ l \sim 1,5L$, где L — длина выносных токов ускорителя ($L \sim 2V_A \left(\frac{\tau}{\omega_{ei}} \right)^{1/2}$, V_A — альфвеновская скорость, ω_e — частота электрон-ионного взаимодействия), ударная волна в трубке б имеет

бестоковый характер. Это обстоятельство и небольшие размеры короткоживущей плазменной сжатой зоны позволяют сравнить траектории наблюдаемой ударной волны с траекторией автомодельного классического решения для плоской взрывной волны [2], которое без учета химических реакций для $\gamma = 1,67$ может быть записано в виде

$$x_0 = 1,185 \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/3} \tau^{2/3},$$

где x_0 — положение ударного фронта в момент времени τ , E_0 — полная энергия, выделяемая с единицы площади поперечного сечения, ρ_0 — начальная плотность, γ — показатель адиабаты. Для $E_0 = 50,4$ Дж/см² получено хорошее соответствие, при этом полная энергия потока плазмы в трубке составляет $\sim 10,1 \pm 0,5$ % от всей энергии плазмы в зоне сжатия. При оптимизации энергетического режима работы ускорителя, геометрии электродной системы, способа ввода плазмообразующего вещества в разрядный промежуток инжектора и внешних, формирующих ударную волну узлов, удается повысить КПД преобразования энергии накопителя в энергию ударной волны до $\sim 21 \dots 23$ %. Пространственно-временное распределение плотности электронной компоненты за фронтом ударной волны (УВ) исследовалось с помощью трехзеркального лазерного интерферометра, а тяжелой компоненты — по поглощению ультрамягкого ($\lambda \sim 10 \text{ \AA}$) рентгеновского излучения. Поля температур определялись путем измерения оптической плотности и спектральной яркости плазмы в соответствующих достаточно узких спектральных интервалах. Способ преобразования температур и плотностей, измеренных в нескольких сечениях, в безразмерные величины и плотности (T/T' и ρ/ρ' , где T' и ρ' — соответственно температура и плотность за фронтом УВ), зависящие от безразмерного параметра x/x' (x' — положение фронта УВ) аналогичен описанному в работе [6]. На рис. 4, а, б в координатах T/T' , ρ/ρ' , x/x' приведены полученные распределения температуры и плотности, а также результаты автомодельного решения для плоской взрывной волны, из которых следует, что характеристики наблюдаемого фронта УВ в трубке соответствуют характеристикам плоской взрывной волны. Полученные зависимости T/T' , $\rho/\rho' = f(x/x')$ для $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$ -плазмы и плазмы полиформальдегида $(\text{CH}_2\text{O})_n$ коррелируют с аналогичными зависимостями для плазмы меди. Изменение параметра неидеальности среды ξ/z (ξ — число электронов в дебаевской сфере) в зависимости от величины вкладываемой в разряд энергии W/W_{max} (рис. 4, б) в значительной степени определяется коэффициентом использования плазмообразующего вещества, характеризующим отношение количества вещества, протекающего через зону сжатия,

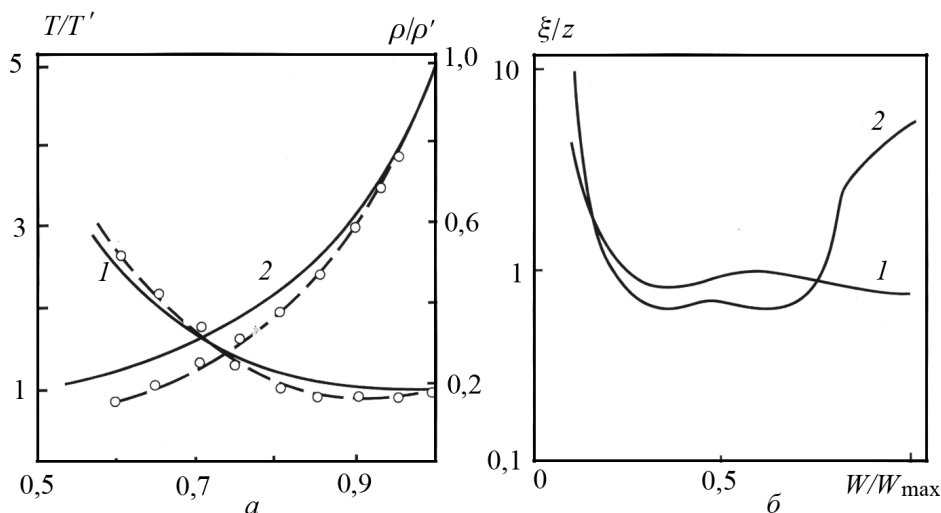


Рис. 4. а — распределения температуры (1) и плотности (2) за плоской ударной волной в $(C_2F_4)_n$ -плазме:

сплошные кривые — для плоской взрывной волны при $\gamma = 1,67$, штриховые — автомодельное решение;

б — изменение параметра неидеальности ξ/z в зависимости от вкладываемой в разряд энергии:

1 — $(CH_2O)_n$ -плазма, 2 — Cu-плазма

к массовому расходу вещества за разрядный импульс [2]. Следует отметить, что высокая эффективность преобразования энергии, запаасаемой в накопителе, в энергию плоской ударной волны, возможность выбора практически любых конденсированных веществ и их смесей в качестве плазмообразующих, технологичность эксперимента (работа с частотой повторения импульсов $\sim 10^{-1} \dots 10^2$ Гц, высокий энерговыход и др.) свидетельствуют о возможности эффективного использования разработанного генератора как простого инструмента для исследования термодинамических свойств плотных газоплазменных, в том числе и неидеальных сред сложного химического состава. Возможность управления химическим и ионизационным (кратность ионизации $z \sim 1 \dots 3$) составом плазмы и частотный режим работы эрозионного ускорителя позволяют считать описанный способ генерации сильных плоских ударных волн более технологичным, по сравнению со взрывными методами, использующими конденсированные ВВ при сравнимых энергетических возможностях [7].

Исследования проводятся по гранту Президента Российской Федерации № МД-1476.2005.8.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

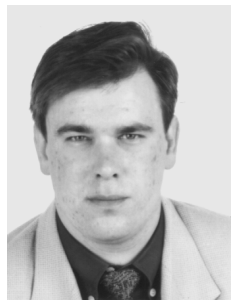
1. С е д о в Л. И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: ГИФМЛ, 1951.

2. З е л ь д о в и ч Я. Б., Р а й з е р Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: ГИФМЛ, 1963.
3. Р а д и а ц и о н н а я плазмодинамика. Т. 1 / Под ред. Ю.С. Протасова. – М.: Энергоатомиздат, 1998.
4. Г а з о р а з р ы д н а я электроника / Под. ред. Ю.С. Протасова. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2003.
5. П л а з м е н н ы е ускорители и ионные инжекторы. – М.: Наука, 1992. – С. 3–81.
6. П р о т а с о в Ю. Ю. Физико-технические основы фотонных энергетических установок. Т. II. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002.
7. Э н ц и к л о п е д и я низкотемпературной плазмы. Вводный том / Под ред. В.Е. Форгова. – М.: Наука, 2002.

Статья поступила в редакцию 1.07.2005

Юрий Юрьевич Протасов — д-р техн. наук, доцент кафедры “Газотурбинные и нетрадиционные установки” МГТУ им. Н.Э.Баумана. Автор более 100 научных работ в области фотонной энергетики.

Yu.Yu. Protasov — D.Sc. (Eng.), assoc. professor of “Gas-Turbine and Non-Traditional Facilities” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 100 publications in the field of photon power-engineering.



Тадеуш Сигизмундович Щепанюк — канд. техн. наук, научный сотрудник объединенного УНЦ фотонной энергетики. Автор более 30 научных работ в области радиационной динамики плазмы.

T.S. Shchepanyuk — Ph.D. (Eng.), researcher of United Center for Photon Power-Engineering. Author of more than 30 publications in the field of radiation plasma dynamics.