

УДК 621.039.627 + 533.952

ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСА И ЭНЕРГИИ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА, ГЕНЕРИРУЕМОГО В ПЛАЗМОФОКУСНОМ РАЗРЯДЕ

В.И. Крауз^{1, 2}, В.П. Виноградов¹, В.В. Мялтон^{1, 2}, Ю.В. Виноградова¹, А.М. Харрасов^{1, 2}¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия²МФТИ, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Работа посвящена исследованию плазменного потока, генерируемого в плазмфокусном разряде на установке ПФ-3 при его распространении в фоновой среде на расстоянии ~ 100 см и, в частности, динамики таких важных параметров, как скорость, полная энергия и импульс. Измерения импульса и энергии выполнены с помощью баллистического маятника, который одновременно мог использоваться в режиме калориметра. Для измерения скорости потока применены оптические коллиматоры. Показано, что в экспериментах с аргонном на расстоянии 65 см наблюдается плотность энергии падающего потока ≥ 10 Дж/см². Проведён расчёт полного числа частиц в потоке и суммарной массы потока.

Ключевые слова: плазменный фокус, плазменные потоки, диагностика плазмы, калориметрия, лабораторное моделирование.

THE STUDY OF MOMENTUM AND ENERGY OF PLASMA FLOW GENERATED IN PLASMA FOCUS DISCHARGE

V.I. Krauz^{1, 2}, V.P. Vinogradov¹, V.V. Myalton^{1, 2}, Yu.V. Vinogradova¹, A.M. Kharrasov^{1, 2}¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia²Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT), Dolgoprudny, Moscow Region, Russia

The paper is devoted to the study of the plasma flows generated in the plasma focus discharge at the PF-3 installation at its propagation in the ambient medium up to distances of ~ 100 cm and, in particular, the study dynamics of such important parameters as velocity, total energy and momentum. Momentum and energy measurements were made using a ballistic pendulum, which could be used simultaneously in the calorimeter mode. Optical collimators are used to measure the flow velocity. It is shown that in experiments with argon at a distance of 65 cm, the energy density of the incident flow ≥ 10 J/cm² is observed. The calculation of the total number of particles in the flow and the total mass of the flow was done.

Key words: plasma focus, plasma flow, plasma diagnostics, calorimetry, laboratory simulation.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-3-48-56

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных особенностей плазмфокусных (ПФ) систем является генерация интенсивных плазменных потоков, обнаруженная ещё на ранних этапах исследований [1]. Однако в связи с первоначальной ориентацией исследований на проблему УТС изучению этого явления уделялось явно недостаточное внимание. В то же время истечение плазмы из зоны пинчевания может оказать существенное влияние как на динамику пинчевания, так и на итоговые эмиссионные характеристики ПФ. Кроме того, сейчас активно растёт практическое применение этих потоков. В частности, они используются для исследования взаимодействия плазмы с поверхностью [2, 3], модификации конструкционных материалов с целью придания им новых свойств, в том числе для получения нанопокровов [4—7] и целого ряда других применений. Очевидно, что требования к плазменным потокам при их использовании в различных сферах науки и техники могут существенно отличаться в зависимости от поставленных задач. Однако механизмы генерации потоков и их параметры недостаточно изучены, что затрудняет оптимизацию плазменных потоков с целью повышения эффективности различных практических применений.

Одним из интересных направлений применения этих потоков является лабораторное моделирование широкого спектра явлений во Вселенной. В частности, плазменные потоки на установке ПФ-3 в НИИЦ «Курчатовский институт» использовались для моделирования взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли [8]. Результаты последних экспериментов [9—15] показали, что они также являются эффективным инструментом для лабораторного моделирования одного из вариантов астрофизических

джетов — струйных выбросов молодых звёздных объектов (YSO). В экспериментах на установках ПФ-3 [9—12, 14, 15], PF-1000 (Институт физики плазмы и лазерного микросинтеза, Варшава, Польша) [13, 14] и КПФ-4 (ГНПО «СФТИ», Сухум, Абхазия) [14, 15] продемонстрировано, что компактные плазменные образования могут распространяться на значительные расстояния от места генерации (~ 1 м), значительно превышающие их поперечные размеры. Для определения природы струйного выброса существенное значение имеет соотношение между плотностью потока энергии электромагнитного поля и плотностью кинетической энергии частиц. Для оценки этого соотношения необходимы данные об энергетических характеристиках потока.

Кроме того, в отличие от прямых астрофизических наблюдений и основанных на них, в основном, стационарных теоретических моделей при лабораторном моделировании имеется возможность исследования динамики формирования и распространения плазменного потока в фоновой плазме. Во Вселенной отношение плотности потока к плотности фоновой плазмы (так называемый «контраст») может меняться в достаточно широких пределах. Взаимодействие потока с фоновой плазмой приводит к появлению целого ряда эффектов, таких как формирование головной ударной волны, развитие гидродинамических неустойчивостей и др. В том числе могут происходить торможение потока и диссипация его энергии.

Основной целью данной работы являлось измерение энергии и импульса плазменного потока при его распространении в различных газах.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты выполнены на установке ПФ-3, представляющей собой плазменный фокус с геометрией электродов типа Филиппова. В рамках программы по лабораторному моделированию установка была модернизирована: изготовлена трёхсекционная пролётная камера, позволяющая проводить исследования динамики плазменного потока на расстоянии до 100 см от анода (рис. 1). Каждая секция имеет набор диагностических окон, рассчитанных на различные диагностики, а взаимозаменяемость секций позволяет исследовать параметры потока на расстоянии 35, 65 и 95 см (центральные сечения каждого окна). Одна из секций сконструирована для проведения измерений с помощью баллистического маятника. На рис. 1 показан пример возможного расположения диагностической аппаратуры.

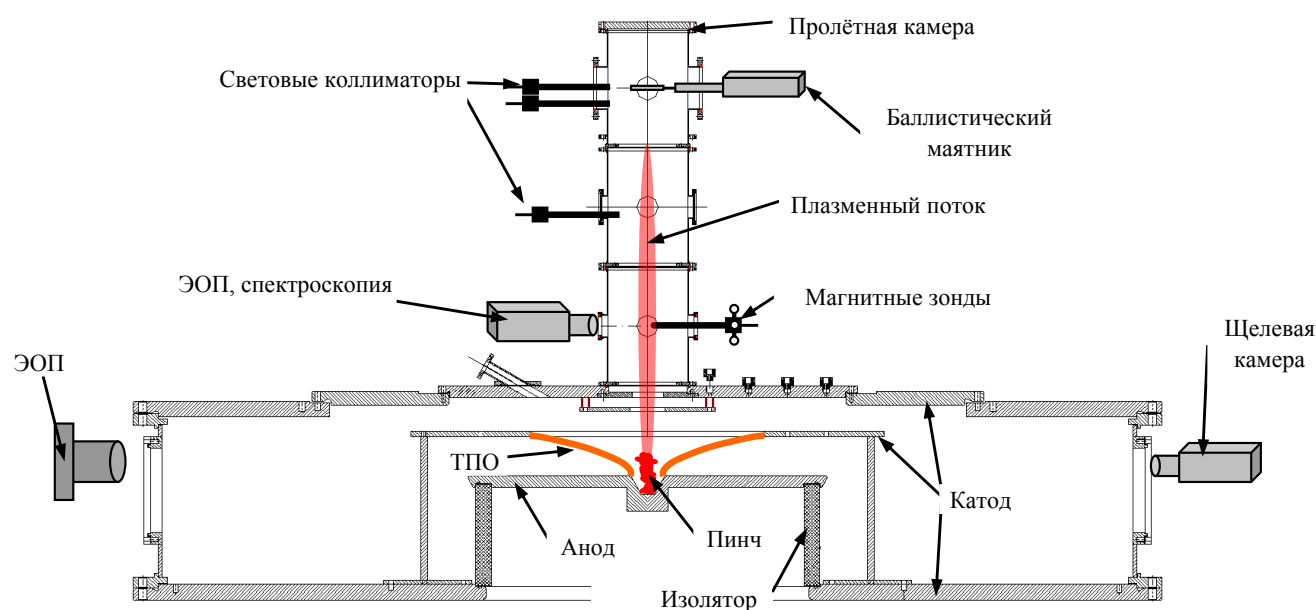


Рис. 1. Схема эксперимента: ТПО — токово-плазменная оболочка; ЭОП — электронно-оптический преобразователь

Для измерения импульса плазменного потока изготовлен детектор, основанный на принципе пружинного маятника (рис. 2, 3). Размеры нашего детектора подбирались исходя из конструктивных особенностей соответствующей секции пролётной камеры. При величине угла изгиба пружины в 90° между её концами период свободных колебаний составил $\sim 1,2$ с. Разработанная конструкция позволяет изменять чувствительность маятника более чем в 30 раз путём изменения толщины и материала диска и соответственно его массы и подбором соответствующей пружины.

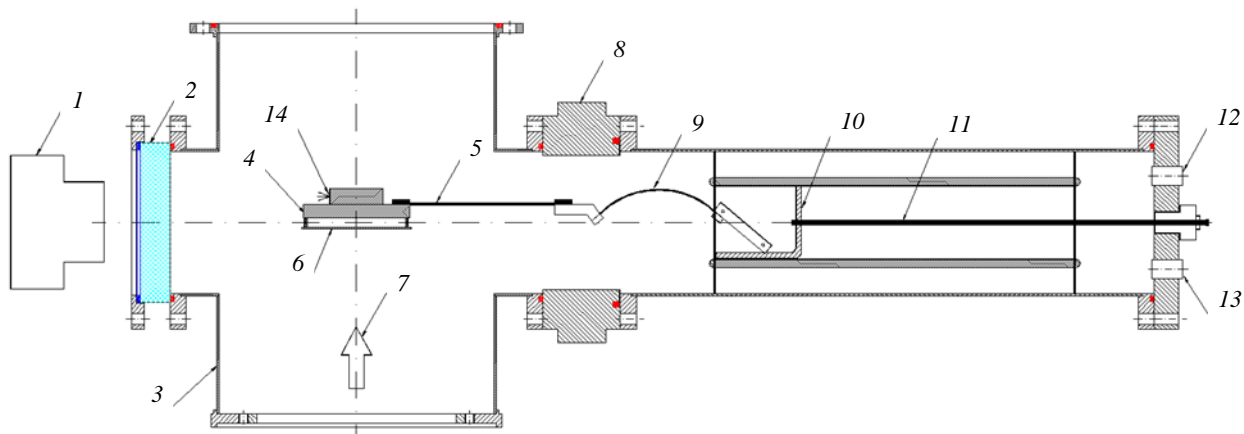


Рис. 2. Конструкция баллистического маятника-калориметра: 1 — фотоаппарат; 2 — прозрачное окно; 3 — секция пролётной камеры; 4 — диск баллистического маятника; 5 — несущий стержень; 6 — диск калориметра; 7 — направление потока плазмы; 8 — вакуумный затвор (шибер); 9 — плоская ленточная пружина; 10 — подвижная каретка; 11 — шток; 12 и 13 — вакуумные электрические вводы; 14 — устройство с электрическими лампочками



Рис. 3. Фотография баллистического маятника-калориметра

Баллистический маятник-калориметр устанавливался в секции пролётной камеры с окном 100 мм

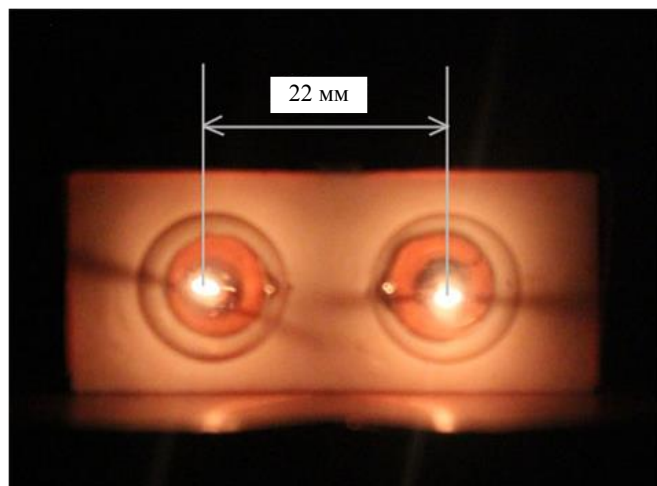


Рис. 4. Блок с калибровочными лампочками

через вакуумный затвор (шибер). На противоположном патрубке, за стеклом диаметром 100 мм располагается фотоаппарат, фиксирующий перемещения маятника. Для более точного измерения амплитуды колебаний на диске маятника закреплены две лампочки, дающие также чёткий пространственный масштаб (рис. 4).

В перпендикулярном направлении расположены два патрубка с шиберами Ду 50, через которые регистрировалось излучение световыми коллиматорами и проводилась съёмка камерой с электронно-оптическим преобразователем (ЭОП). Один из патрубков также использовался для подсветки маятника при настройке.

Проведена калибровка маятника с помощью пробных тел. Использовался медный диск-мишень диаметром 8,6, толщиной 0,9 см. Полная масса колеблющегося узла маятника 660 г. В качестве пробного тела использовался пластилиновый шарик весом 10 г, свободно падающий с высоты 13 см. При этом скорость шарика в момент касания с маятником составляла $V = (2ah)^{1/2} = 160$ см/с, импульс $P = mV = 1600$ г·см/с. Для измерения амплитуды колебаний маятника применялась видеосъёмка фотоаппаратом Canon EOS 650D с частотой 60 кадров в секунду с последующей раскадровкой. Полученная в результате калибровки чувствительность для полностью неупругого взаимодействия составила $2,2 \cdot 10^3$ г/с.

Измерение энергии потока проводилось этим же детектором в режиме калориметра. С этой целью к основному диску баллистического маятника снизу прикреплён тонкий (0,5 мм) медный диск 6 (см. рис. 2) с термопарой медь—константан, выводы которой проведены внутри несущего стержня 5 (см. рис. 2), выполненного в виде трубки, и выведены наружу через вакуумно-плотный разъём. Приёмный диск крепился винтами с гайками перед основным диском маятника на расстоянии 4 мм от него. Крепёжные гайки изготовлены из нержавеющей стали для уменьшения утечки тепла от приёмного диска. Измерительная термопара образуется медным приёмным диском, гальванически соединённым с маятником и проводником из константана, присоединённым одним концом к центру калориметра (с обратной стороны приёмного диска), другим — к выходному разъёму. Для измерения ЭДС термопары использовался магнитоэлектрический микроамперметр М95.

Проведённые оценки времени остывания приёмного диска калориметра с учётом теплопроводности рабочих газов и элементов крепления показали, что оно достаточно велико (~11 с для аргона и ~8,5 с для водорода) для считывания показаний микроамперметра. Выходной сигнал регистрировался через несколько секунд после разряда, поэтому электрические помехи также не сказывались на точности измерений. Проблема выравнивания температуры по приёмному диску не имеет большого значения, потому что поперечное сечение плазменного сгустка сравнимо с размерами приёмного диска.

Эксперименты проведены при зарядном напряжении источника питания 7—10 кВ и энергии разряда соответственно 220—450 кДж.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Проведены измерения энергии и импульса в двух сечениях пролётной камеры на расстояниях 65 и 95 см от плоскости анода. Оценка энергии плазменного потока проводилась двумя способами: по поглощённому теплу в режиме калориметра и по расчёту из измеренных импульса плазменного потока и его скорости. Импульс потока определялся по величине (размаху) отклонения лампочек от положения равновесия. Для защиты матрицы фотоаппарата от излучения плазменного потока применялись диафрагмирование 1:36 и фильтры. При этом регистрировались только нити накала лампочек, что также повышало точность измерения амплитуды колебаний. Затем проводилась раскадровка записи и выбирались кадры с максимальным отклонением (рис. 5). Поскольку точно определить положение равновесия достаточно трудно, мы измеряли именно размах колебаний. При незатухающих или слабозатухающих колебаниях размах практически соответствует удвоенной амплитуде, значение которой и использовалось нами в оценке величины импульса. Контрольные измерения, выполненные с использованием заслонки, защищающей маятник от потока, показали, что погрешность измерений, обусловленная вибрацией установки во время разряда, не превышает 10%.



Рис. 5. Пример двух кадров с максимальным отклонением (размахом). Разряд в водороде, баллистический маятник в третьей секции (95 см). Размах колебаний 14 мм, что соответствует импульсу $\sim 1,5 \cdot 10^3$ г·см/с

Проведено несколько экспериментальных серий в различных условиях. Результаты измерений приведены в табл. 1—4, где U — зарядное напряжение источника питания; ΔT — показание термпар калориметра; E (тепл.) — энергия, измеренная калориметром; A — амплитуда колебаний баллистического маятника; P — величина импульса; E (мех.) — энергия плазменного сгустка, рассчитанная по данным баллистического маятника и светового коллиматора.

Т а б л и ц а 1. Секция 2 (65 см). Аргон, 1,9 торр

U , кВ	ΔT , К	E , Дж (тепл.)	$2A$, см	P , кг·см/с	E , Дж (мех.)
8	26	225	9,6	10,5	500
8	29	250	11,2	12,3	615
9	53	460	12,0	13,2	660
9	48	416	12,9	14,2	710
10	53	460	14,1	15,5	775

Т а б л и ц а 2. Секция 2 (65 см). H_2 , 3 торр

U , кВ	ΔT , К	E , Дж (тепл.)	$2A$, см	P , кг·см/с	E , Дж (мех.)
9	16,4	142	1,7	1,9	243
9	16,1	140	1,7	1,9	243
9	20,8	180	2,4	2,6	343
10	16,7	145	1,8	2,0	260

Т а б л и ц а 3. Секция 3 (95 см). Аргон, 1,6 торр

U , кВ	ΔT , К	E , Дж (тепл.)	$2A$, см	P , кг·см/с	E , Дж (мех.)
7	10	87	4,7	5,2	103
8	12	104	4,7	5,2	103
9	13	113	6,7	7,4	147
10	14	122	6,0	6,6	132
10	17	148	7,4	8,2	163

Т а б л и ц а 4. Секция 3 (95 см). Водород, 2,4 торр

U , кВ	ΔT , К	E , Дж (тепл.)	$2A$, см	P , кг·см/с	E , Дж (мех.)
7	8,5	74	1,08	1,2	96
7	6,5	57	0,84	0,9	72
8	11	96	1,06	1,2	92
9	12	104	1,45	1,6	128
10	15	130	1,34	1,5	116
10	10	87	1,18	1,3	104

Для измерения скорости плазменного потока использовались световые коллиматоры [15]. Коллиматор состоит из двух трубок длиной 38 и диаметром 1,1 см. Расстояние между осями трубок 1,6 см. На входе и выходе каждой трубки, а также внутри трубок установлены коллимирующие диафрагмы. Телесный угол каждого канала таков, что в центре камеры наблюдается область диаметром ~ 3 мм. Выходящий свет с помощью двух пластмассовых световодов передаётся на вход двух ФЭУ-30. Поскольку центры каналов разнесены на 1,6 см, по временной сдвигке между появлением сигналов с каждого канала можно достаточно точно измерить скорость на этом участке. Так, например, из осциллограмм, показанных на рис. 6, следует,

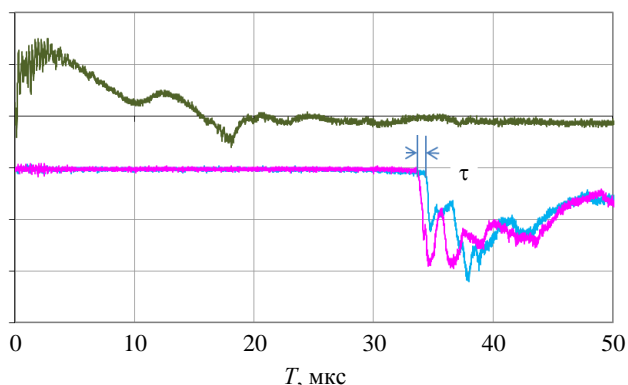


Рис. 6. Сигналы производной разрядного тока (—) и двух каналов светового коллиматора (—, —). Разряд в водороде, 2,9 торр, $U = 9$ кВ, вторая секция (65 см)

что задержка в появлении сигналов двух коллиматоров составляет 630 нс, что соответствует скорости потока $\sim 2,5 \cdot 10^6$ см/с.

Скорость потока зависит от расстояния, пройденного потоком в пролётной камере, от используемого рабочего газа, энергии разряда и ряда других факторов. Поскольку одновременные измерения световым коллиматором и баллистическим маятником в одном разряде затруднены из-за возмущений потока в результате его столкновения с диском-мишенью и появления отражённых потоков, скорость измерялась в отдельной серии экспериментов. В дальнейших оценках использовалась средняя (типичная) ско-

рость, полученная в идентичных экспериментальных условиях. В нашем случае эти скорости составляли $2,6 \cdot 10^6 \pm 20\%$ см/с и $1,6 \cdot 10^6 \pm 20\%$ см/с для водорода и $1,0 \cdot 10^6 \pm 20\%$ см/с и $0,4 \cdot 10^6 \pm 20\%$ см/с для аргона во второй и третьей секциях соответственно.

Как уже отмечалось, оценка энергии плазменного потока проводилась двумя способами: по поглощённому теплу в режиме калориметра и по расчёту из измеренных импульса плазменного потока и его скорости. Наблюдается разница в результатах измерений. Так, для экспериментов с аргоном максимальная энергия, определённая по поглощённому теплу во второй секции (65 см от плоскости анода), составила 460 Дж, а кинетическая энергия, вычисленная по импульсу и скорости плазменного потока, — 710 Дж.

Здесь следует отметить, что в случае аргона полная энергия потока фактически определяется кинетической энергией, поскольку скорость движения потока вдоль оси значительно превышает скорость теплового расширения, что выражается в сохранении компактности потока на больших расстояниях (несколько сантиметров в диаметре на расстоянии до 100 см от анода, рис. 7). Мы не располагаем данными о температуре аргоновой или водородной плазмы на этих расстояниях, однако измерения, выполненные

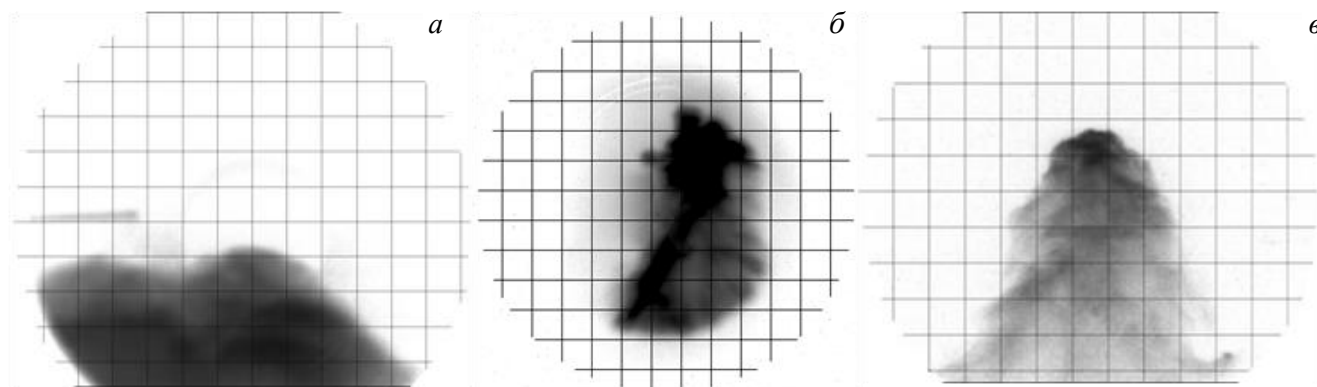


Рис. 7. ЭОП-граммы плазменного потока в водороде (а) и аргоне (б) на высоте 65 см и в аргоне на высоте 95 см от поверхности анода (в) (масштаб клетки 1 см)

в неоне на расстоянии 65 см [16], дают значения ~ 1 эВ. Логично предположить, что температура аргоновой плазмы будет, по крайней мере, не выше этого значения. В этом случае направленная скорость в несколько раз превышает тепловую. В случае водорода ситуация не столь однозначна, однако, учитывая более высокую направленную скорость ионов водорода, можно предположить, что и в этом случае кинетическая энергия преобладает над тепловой. Таким образом, тот факт, что полная энергия, измеряемая калориметром, меньше энергии, рассчитанной по показаниям баллистического маятника, можно объяснить тем, что, с одной стороны, калориметр не является абсолютно чёрным телом и даёт заниженные значения. С другой стороны, баллистический маятник даёт завышенную оценку, так как удар струи не является абсолютно неупругим. В эксперименте наблюдаются отражённые потоки в третьей секции, хотя и с меньшими скоростями. Так, в примере, приведённом на рис. 8, временная задержка появления сигнала со второго коллиматора относительно первого составляет $\tau_1 = 0,95$ мкс, что соответствует скорости потока $1,7 \cdot 10^6$ см/с. Позже мы видим появление сигналов от отражённого потока: сигнал со второго коллиматора опережает сигнал с первого на 1,5 мкс, что соответствует скорости отражённого потока $1,1 \cdot 10^6$ см/с. Нужно отметить, что это уменьшение скорости может быть обусловлено как неупругим характером взаимодействия, так и торможением потока на длине пролёта от точки наблюдения (95 см) до верхнего фланца камеры (110 см) и обратно. Поскольку, как уже отмечалось, измерение скорости как прямого, так и отражённого потока непосредственно при взаимодействии с маятником невозможно и, кроме того, нам

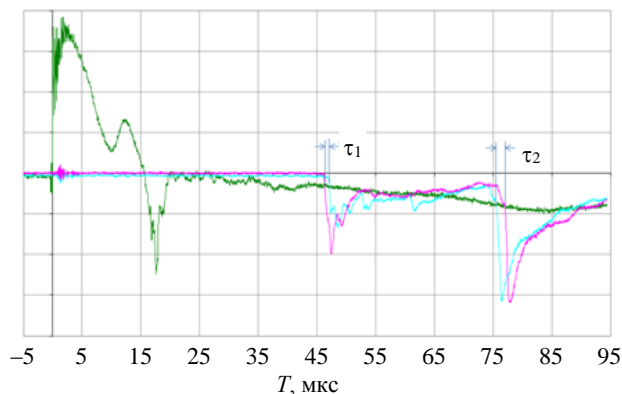


Рис. 8. Сигналы производной разрядного тока (—) и двух каналов светового коллиматора (—, —). Разряд в водороде, 4,0 торр, $U = 10$ кВ, третья секция (95 см)

неизвестен коэффициент «прилипания», вклад рециклинга и других физических процессов, влияющих на упругость взаимодействия, его более точный количественный анализ затруднён.

Следует также отметить, что оценка кинетической энергии сделана по величине скорости фронта потока, а не по средней скорости частиц. Вполне резонно предположить, что частицы потока имеют различную скорость, что обуславливает относительно большую протяжённость сгустка. К сожалению, определить распределение скоростей частиц в потоке в рамках данной работы не представляется возможным. В то же время результаты ранее выполненных исследований с помощью оптических регистраторов, световых коллиматоров, магнитных зондов свидетельствуют о том, что сгусток сохраняет свою компактность даже на больших расстояниях. Так, на рис. 8 видно, что длительность свечения основной части потока даже для отражённого потока увеличивается незначительно. Кроме того, использование максимальных значений скорости приводит к завышенному значению энергии, что не противоречит сделанному ранее выводу об оценке «сверху» величины энергии данным методом.

По-видимому, можно утверждать, что реальное значение энергии потока имеет некоторое промежуточное значение. Так, для максимальной зарегистрированной энергии можно принять значение $\sim 620 \pm 180$ Дж. Этот поток энергии зарегистрирован детектором диаметром 8,6 см, площадью 58 см^2 . Этот размер сопоставим с поперечным размером потока, наблюдаемым на фотографиях, полученных с помощью ЭОП (см. рис. 7). Таким образом, в экспериментах с аргоном на расстоянии 65 см наблюдается плотность энергии падающего потока $\geq 10 \text{ Дж/см}^2$.

Плотность потока энергии в водороде в несколько раз меньше, поскольку, как показали предыдущие измерения, скорость частиц для аргона и водорода отличается незначительно при большом различии в массе потока [15]. Энергия потока растёт с энергией разряда.

Аналогичные измерения выполнены в третьей секции. Энергосодержание потока значительно снизилось, что обусловлено торможением потока при его взаимодействии с фоновой плазмой. Особенно это сказалось на энергии потока аргоновой плазмы, поскольку, как было показано ранее [15], длина торможения аргона значительно меньше, особенно на больших расстояниях.

Используя полученные данные о величине импульса, можно определить полную массу потока. Так, для измеренного импульса аргонового потока во второй секции $\sim 10^4 \text{ г·см/с}$ при скорости $\sim 10^6 \text{ см/с}$ полная масса, пришедшая на детектор, составит $\sim 10^{-2} \text{ г}$, что соответствует количеству частиц $\sim 1,5 \cdot 10^{20}$. Для детектора площадью $\sim 58 \text{ см}^2$ погонная плотность составит соответственно $\sim 2,5 \cdot 10^{18} \text{ частиц/см}^2$. По оценкам из длительности импульса светового коллиматора с учётом скорости плазмы протяжённость потока составляет $\geq 10 \text{ см}$, что позволяет оценить его плотность как $\leq 2,5 \cdot 10^{17}$. Эта величина хорошо соответствует плотности плазмы, измеренной ранее спектроскопическими методами на расстоянии 35 см (первая секция) при разряде в неоне $(2\text{—}4)10^{17} \text{ см}^{-3}$ [16, 17]. Во второй секции плотность была несколько ниже $(0,5\text{—}2)10^{17} \text{ см}^{-3}$. Необходимо отметить, что спектральной методикой определяется плотность плазмы, в то время как в наших расчётах оценивается полная плотность частиц. В работе [16] показано, что по мере движения потока падает его температура, следовательно, и степень ионизации плазмы. Отсюда можно сделать вывод, что плотность частиц в плазменном потоке меняется незначительно, что свидетельствует о малой расходимости потока вплоть до расстояния $\sim 100 \text{ см}$, что подтверждается и фотографированием потока с помощью ЭОП (см. рис. 8).

ВЫВОДЫ

Проведённые измерения энергии и импульса позволили определить основные энергетические характеристики плазменного потока, генерируемого в плазмофокусном разряде на установке ПФ-3. Показано, что при разряде в аргоне на расстоянии 65 см от места генерации можно получить потоки с плотностью энергии $\geq 10 \text{ Дж/см}^2$. Использование двух методов оценки полной энергии потока показали близкие значения, что повышает достоверность полученных результатов. Сделанные оценки плотности потока также хорошо соответствуют спектроскопическим измерениям. Полученные данные могут быть использованы как в лабораторном моделировании астрофизических джетов, так и для оценки возможного воздействия плазменного потока на конструкционные материалы в радиационном материаловедении.

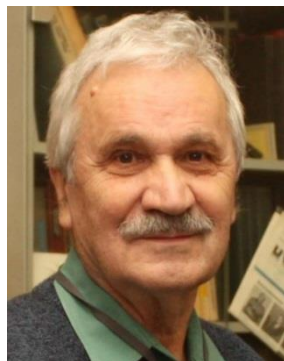
Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 16-12-10051.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров Д.П., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И., Храбров В.А. — В сб.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Под ред. М.А. Леонтовича. — М.: Изд-во АН СССР, 1958, т. 4, 170 с.
2. Borowiecki M., De Chiara P., Dubrovsky A. et al. — Nucleonika, 2001, vol. 46 (Suppl. 1), p. S117.
3. Демина Е.В., Пименов Е.В., Масляев С.А. и др. — Физика и химия обработки материалов, 2010, № 3, с. 51.
4. Rawat R.S. — Nanoscience and Nanotechnology Letters, 2012, vol. 4, p. 251.
5. Крохин О.Н., Никулин В.Я., Тихомиров А.А., Иванов Л.И., Дедюрин А.И., Боровицкая И.В. — Нанотехника, 2008, № 15, с. 52.
6. Иванов Л.И., Боровицкая И.В., Бондаренко Г.Г., Никулин В.Я., Горшков П.В., Перегудова Е.Н. — Перспективные материалы, 2009, № 3, с. 77.
7. Дидык А.Ю., Иванов Л.И., Крохин О.Н., Никулин В.Я., Майоров А.Н. — ДАН, 2012, т. 442, с. 326.
8. Mourenas D., Vierre J., Simonet F., Krauz V.I., Nikulin S.A., Myalton V.V., Karakin M.A. — Physics of Plasmas, 2003, т. 10, с. 605.
9. Krauz V., Myalton V., Vinogradov V., Velikhov E., Ananyev S., Dan'ko S., Kalinin Yu., Kharrasov A., Mitrofanov K., Vinogradova Yu. — In: 42nd EPS Conf. on Plasma Physics. Lisbon, Portugal, 2015, 39E, ISBN 2-914771-98-3, P.4.401; <http://ocs.ciemat.es/EPS2015PAP/pdf/P4.401.pdf>.
10. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мьялтон В.В., Велихов Е.П., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В. — ЖЭТФ, 2014, т. 146, с. 1035.
11. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мьялтон В.В., Виноградов В.П., Харрасов А.М., Виноградова Ю.В. — Астрономический журнал, 2017, т. 94, № 2, с. 152—166.
12. Бескин В.С., Истомин Я.Н., Киселев А.М., Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Мьялтон В.В., Нохрина Е.Е., Собьянин Д.Н., Харрасов А.М. — Известия высших учебных заведений: Радиофизика, 2016, т. 59, № 11, с. 1004—1016.
13. Skladnik-Sadowska E., Dan'ko S.A., Kwiatkowski R., Sadowski M.J., Zaloga D.R., Paduch M., Zielinska E., Kharrasov A.M., Krauz V.I. Optical emission spectroscopy of deuterium and helium plasma jets emitted from plasma focus discharges at the PF-1000U facility. — Phys. Plasmas, 2016, vol. 23, p. 122902.
14. Krauz V.I., Myalton V.V., Vinogradov V.P., Velikhov E.P., Ananyev S.S., Dan'ko S.A., Kalinin Yu.G., Kharrasov A.M., Vinogradova Yu.V., Mitrofanov K.N., Paduch M., Miklaszewski R., Zielinska E., Skladnik-Sadowska E., Sadowski M.J., Kwiatkowski R., Tomaszewski K., Vojtenko D.A. Laboratory simulations of astrophysical jets: results from experiments within the PF-3, PF-1000U, and KPF-4 facilities. — J. of Physics: Conf. Series, 2017, vol. 907, p. 012026.
15. Крауз В.И., Войтенко Д.А., Митрофанов К.Н., Мьялтон В.В., Аршба Р.М., Астапенко Г.И., Марколия А.И., Тимошенко А.П. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2015, т. 38, вып. 2, с. 19—31.
16. Dan'ko S.A., Ananyev S.S., Kalinin Yu.G., Krauz V.I., Myalton V.V. Spectroscopic studies of the parameters of plasma jets during their propagation in the background plasma on the PF-3 facility. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2017, vol. 59, p. 045003 (10 p.).
17. Ананьев С.С., Велихов Е.П., Данько С.А., Жужунашвили А.И., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Мьялтон В.В. Параметры плазменных струй, истекающих из плазменного фокуса, в экспериментах на установке ПФ-3. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 2, с. 58—68.



Валчеслав Иванович Крауз, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премии им. И.В. Курчатова в области научных исследований (2012 г.); НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; с.н.с.; МФТИ 141701 МО, Долгопрудный, Институтский пер. 9, Россия
Krauz_VI@nrcki.ru



Валентин Петрович Виноградов, с.н.с., ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
vpvinogradov@yandex.ru



Виктор Владимирович Мьялтон, с.н.с., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премий им. И.В. Курчатова в области инженерных и технологических разработок (2008 г.) и в области научных исследований (2012 г.); НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; н.с.; МФТИ, 141701 МО, Долгопрудный, Институтский пер. 9, Россия



Юлия Валентиновна Виноградова, инженер, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
vinograd@nfi.kiae.ru



Айрат Мухаметович Харрасов, м.н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; инженер; МФТИ, 141701 МО, Долгопрудный, Институтский пер. 9, Россия

Статья поступила в редакцию 22 января 2018 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 3, с. 48—56.