

## О НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРАХ ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА, ГЕНЕРИРУЕМОГО КОНИЧЕСКИМ ТЭТА-ПИНЧОМ

*Н. И. Алиновский, А. Н. Папырин, Б. К. Пахтусов,  
А. Г. Пономаренко*

(Новосибирск)

Приводятся результаты исследования плазменного сгустка различными методами диагностики. В головной части сгустка зарегистрировано наличие плазмы, практически не содержащей примесей и имеющей электронную температуру  $\approx 30$  эв. За ней следует плазма с большим содержанием нейтрального газа и примесей. Показано, что на формирование этой части сгустка существенное влияние оказывает взаимодействие разрядного тока со стенками камеры, которое резко ослабляется в случае применения закорачивающего разрядника.

Для проведения опытов по генерации бесстолкновительных ударных волн необходимо иметь свободную от примесей предварительную плазму с достаточно высокой степенью ионизации [1]. Одним из наиболее широко распространенных источников плазмы является конический  $\theta$ -пинчовый инжектор [2,3]. Цель данной работы — определение параметров сгустка, генерируемого подобным источником, и попытка уменьшить взаимодействие плазмы со стенками разрядной камеры применением закорачивающего разрядника.

Эксперименты проводились на установке УН-5, схема которой подробно описана в работе [4]. Параметры предварительной плазмы, создаваемой медленным индукционным разрядом (с периодом  $T=13$  мксек), к моменту срабатывания конического витка были следующие: плотность заряженных частиц  $n_i = (3 \div 4) \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, электронная температура  $T_e = 1 \div 5$  эв, степень ионизации  $\approx 20\%$ . Напряжение на инжекторе  $U_0 = 30$  кВ, емкость накопителя  $C_0 = 1.2$  мкф, период тока в витке  $T_0 = 3.2$  мксек. Опыты проводились при непрерывном натекании в камеру рабочего газа — водорода. Значение квазистационарного магнитного поля  $H_0$  менялось в пределах  $0 \div 2$  кэрsted.

Для определения плотности ( $n_i, n_0$ ) и температуры ( $T_e$ ) плазмы применялся метод зондирования сгустка пучками нейтральных частиц килоэлектронвольтовой энергии. Пучки атомарного и молекулярного водорода получались в результате перезарядки ионов в канале вытягивающего электрода высокочастотного ионного источника на газе, вытекающем из разрядной колбы источника. После очистки в электрическом поле от перезарядившихся ионов пучки вводились в камеру плазменной установки. При прохождении через сгусток плазмы происходило ослабление пучков в результате зарядового преобразования зондирующих частиц и увода образовавшихся ионов с первоначальной траектории поперечным магнитным полем установки.

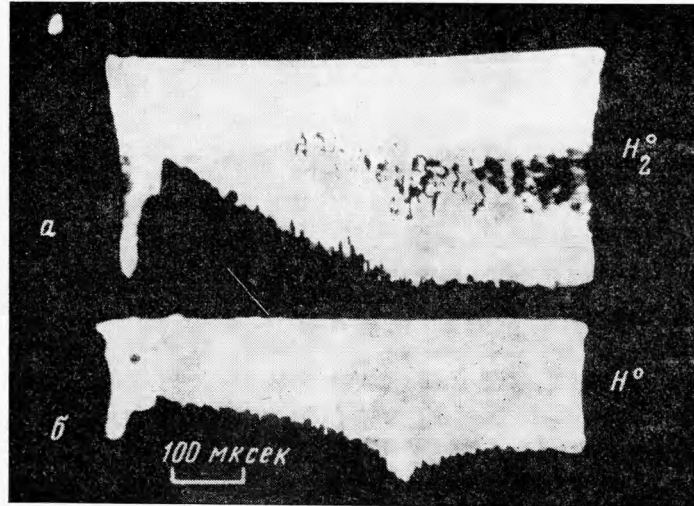
Ослабление пучка атомарного водорода обусловлено главным образом резонансной перезарядкой на протонах плазмы. При энергии пучка в несколько килоэлектронвольт и достаточно высокой электронной температуре плазмы (больше нескольких десятков электронвольт) в ослабление пучка молекулярного водорода помимо перезарядки на протонах заметный вклад вносит ионизация частиц пучка электронами плазмы. При малой электронной температуре и, соответственно, низкой степени ионизации  $\alpha = n_i/(n_i + n_0)$  ( $\alpha \ll 0.1$ ) ослабление пучков будет определяться как перезарядкой на протонах, так и обдиркой на нейтральной компоненте плазмы.

Ослабленные в результате взаимодействия с плазменным сгустком нейтральные пучки поступали в обдирочную камеру, где частично преобразовывались в заряженные. После прохождения энергетического анализатора ионы  $H^+$  и  $H_2^+$  разводились в пространстве магнитным масс-анализатором и регистрировались с помощью ион-электронного преобразователя на фотоумножителе ФЭУ-16Б. Выходной сигнал с ФЭУ модулировался с частотой до 500 кГц подачей модулирующего напряжения на фотокатод. Более подробно аппаратура и сам метод диагностики описан в работах [5-8]. В работе применялись также методы скоростной фоторегистрации свечения плазмы, осуществляемой электронно-оптическими преобразователями типа ЗИМ-1, ЗИМ-2 в кадровом режиме с временем экспозиции  $\tau \approx 15$  нсек и ЭОП типа ПИМ-3 и УМИ-93 в хронографическом режиме. Для регистрации излучения плазмы в области  $\lambda \leq 1500$  Å использовался датчик ультрафиолетового излучения. Плотность электронов  $n_e$  определялась по СВЧ-просвечиванию сгустка на длине волны  $\lambda = 4$  мм.

Зондирование сгустка пучками нейтральных частиц производилось на расстоянии  $l = 1$  м от конического инжектора.

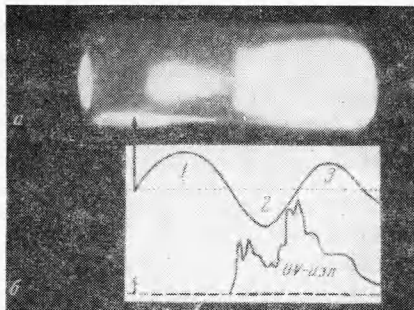
На фиг. 1 приведена осциллограмма ослабления пучков атомарного и молекулярного водорода при их прохождении через плазменный сгусток (энергии частиц 4 кэв). Обработка этой осциллограммы дала следующие результаты: длительность четко выделенной на фигуре головной части сгустка  $t \approx 15$  мксек, плотность ионов в ней  $n_i \approx 7 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,

температура электронов  $T_e \approx 30$  эв (продольный размер  $l_0 \approx 15$  см); далее отмечается приход слабоионизированной плазмы (продольные энергии ионов порядка нескольких электронвольт) со следующими параметрами в максимуме плотности: плотность ионов  $n_i = (1 \div 2) \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, нейтралов  $n_0 \approx 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. В дальнейшем  $n_i$  монотонно падает с уменьшением напряженности квазистационарного магнитного поля.

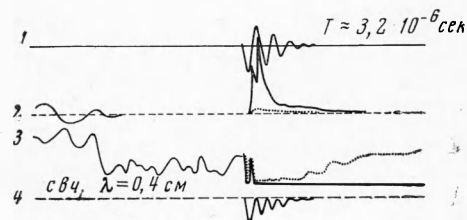


Фиг. 1. Осциллограмма ослабления пучков атомарного и молекулярного водорода на плазменном сгустке (энергия частиц 4 кэв)

На фиг. 2 представлены результаты измерений (ЭОП, СВЧ-зондирование), выполненных непосредственно за витком (в 10 см от выходного торца). Из фоторазвертки (фиг. 2, а) видно, что во время первого полупериода при параллельных магнитных полях (поле ударного витка и квазистационарное) генерируется сгусток, поперечный размер которого приблизительно равен половине диаметра трубы, а дальше вытекающая плазма занимает все сечение камеры. Электронно-оптическое исследование динамики процессов под витком инжектора [4] показало, что, начиная со второго полупериода, образуется токовый слой, непосредственно контактирующий со стенкой камеры, и с этого же момента регистрировалось запираение СВЧ-сигнала ( $\lambda = 4$  мм) (фиг. 3) и появлялось



Фиг. 2

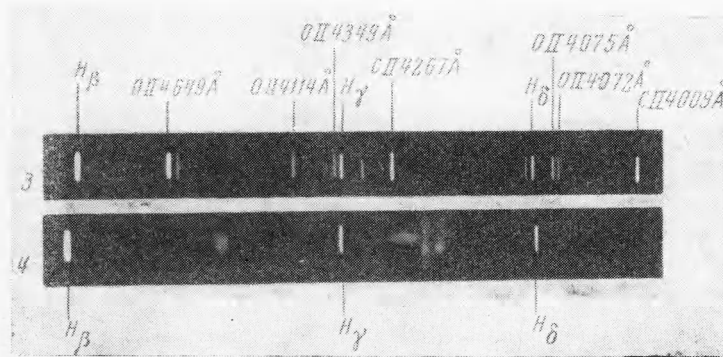


Фиг. 3

Фиг. 2. а — фоторазвертка свечения плазмы, сделанная через поперечную щель, расположенную в 10 см от инжектора; б — ток в коническом витке и сигнал ультрафиолетового излучения из плазмы ( $T = 3,2$  мксек)

Фиг. 3. Данные по СВЧ-просвечиванию ( $\lambda = 4$  мм) и регистрации ультрафиолетового излучения из плазмы в двух режимах работы инжектора

ультрафиолетовое излучение ( $uv$ ) из плазмы (фиг. 3 и 2, б). Отмеченные факты свидетельствуют о взаимодействии пристеночного тока с поверхностью стеклянной камеры, а испаряющиеся при разряде адсорбированный рабочий газ и пленки масла, по-видимому, и ответственны за возрастание концентрации частиц в плазме, выбрасываемой из-под витка во втором и последующих полупериодах.



Фиг. 4. Спектр плазмы, полученный на спектрографе ИСП-51 в обычном режиме работы источника и в режиме с закорачивающим разрядником

Взаимодействие тока разряда с поверхностью стекла при повторяющихся пробоях вызывает непрерывное и все возрастающее поступление нейтрального газа со стенок камеры, при этом скорости радиального сжатия и аксиального вытекания плазмы падают, хотя общая схема явлений, протекающих под витком, остается подобной начальным полупериодам работы инжектора [4]. С помощью ионизационной лампы, работающей в импульсном режиме, было установлено полное число частиц, поступающих в объем во время разряда. Оно оказалось равным  $\approx 10^{18}$ . Это означает, что концентрация частиц в плазме возрастала по сравнению с начальной больше чем на порядок и достигала величины, близкой к  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Качественной иллюстрацией наличия примесей в плазме может быть спектр плазмы (фиг. 4), в котором присутствуют двузарядные ионы кислорода и углерода, а также фоторазвертка, показанная на фиг. 5, где видно, что интенсивное свечение линии иона кислорода 4649 Å начинается именно после первого стеночного пробоя, а далее оно повторяет интегральное свечение сгустка.

Оценим поверхностную плотность адсорбированного на стенках камеры газа. Для полного числа частиц, поступивших в разряд ( $\approx 10^{18}$ ), можно записать

$$2\pi R l_1 N = \pi R^2 l_2 n_0$$

Здесь  $R$  — радиус разрядной камеры;  $l_1$  — размер, с которого происходит десорбция газа, равный примерно длине витка;  $l_2$  — расстояние, на которое распространяется десорбированный газ;  $N$  — поверхностная плотность сорбированного газа;  $n_0$  — плотность десорбированного в объем газа.

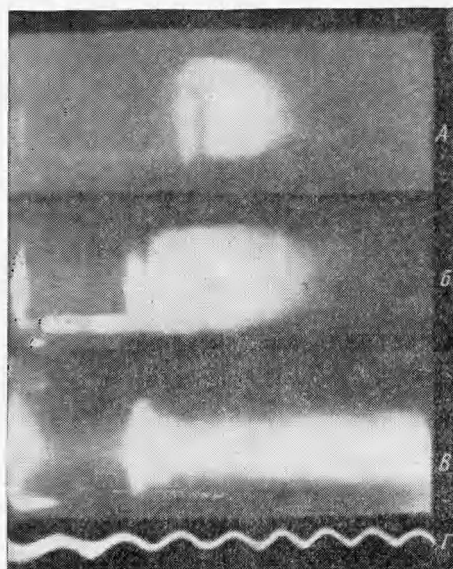
Отсюда

$$N = \frac{n_0 R}{2} \frac{l_2}{l_1}$$

При  $l_2 / l_1 \approx 10$ ,  $n_0 \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $R = 8 \text{ см}$  находим  $N \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , что соответствует ~ сотне монослоев [9] и будет, по-видимому, пленкой тяжелых углеводородов — продуктов крекинга масла из диффузионного насоса [10] и непосредственно рабочего газа, полностью «сдираемой» при разряде.

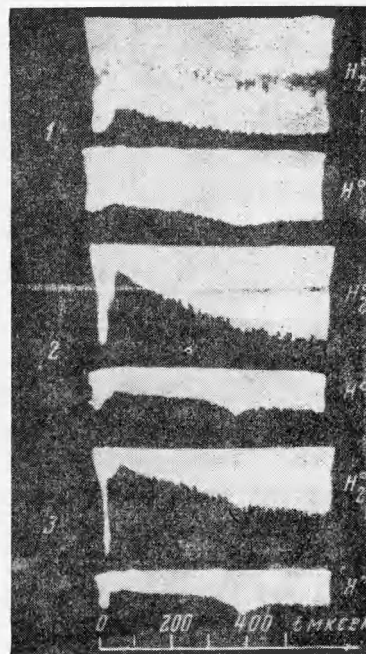
Таким образом, можно говорить о наличии головной части сгустка, формирующейся на первом полупериоде разрядного тока и имеющей следующие параметры: плотность близка к плотности предварительной плазмы и равна  $\sim 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , общее число частиц в ней  $\sim 10^{17}$ ,  $T_e \approx 30 \text{ эв}$ , временная протяженность этой части сгустка на расстоя-

нии  $l = 1$  м от источника  $t = 10 \div 15$  мксек и второй части с большим количеством нейтрального газа и примесей. Измерения, сделанные ранее на этой же установке с импульсным напуском газа [11] при помощи анализатора заряженных частиц по энергиям, показали, что профиль ионной и электронной плотности также состоит из двух частей, причем значение плотности в первой части имеет меньшую величину. При масс-спектро-



Фиг. 5

Фиг. 5. Фоторазвертки свечения плазмы (поперечная щель в 10 см от витка), снятые: *a* — в свете линии ОП4649 Å; *b* — в интегральном свете; *c* — в интегральном свете при включении закорачивающего разрядника; *g* — частота калибровки  $f = 10$  мГц



Фиг. 6

Фиг. 6. Осциллограммы ослабления пучков атомарного и молекулярного водорода при различных значениях квазистационарного магнитного поля на плазменном сгустке (1- $H=0$ , 2- $H=1$  кэ, 3- $H=2$  кэ)

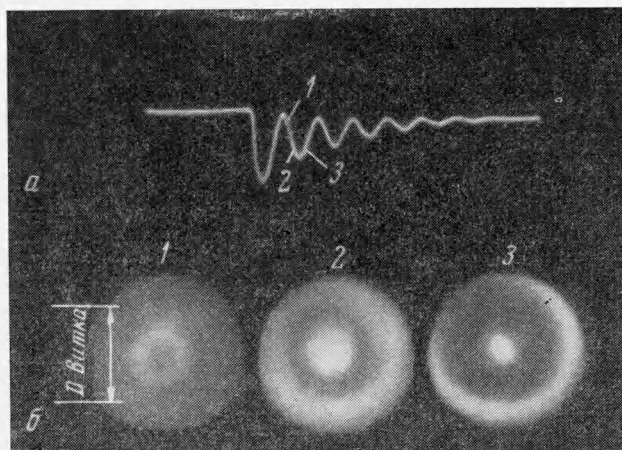
метрическом анализе сгустка было показано, что первая часть состоит в основном из водорода, а в состав второй входит значительная часть однозарядных ионов примесей: углерода и кальция. Отсутствие многозарядных ионов примесей говорит о низкой электронной температуре в этой части сгустка.

На фиг. 6 приведены осциллограммы ослабления нейтральных пучков при прохождении через плазменный сгусток при различных значениях квазистационарного магнитного поля  $H_0$ . Видно, что появление головной части сгустка происходит лишь в сильном магнитном поле, а при малых значениях  $H_0$  она, по-видимому, успевает расплыться в поперечном направлении.

С целью уменьшения количества примесей, поступающих в разряд, впоследствии был применен «клубар» — управляемый вакуумный разрядник, закорачивающий емкость инжектора до образования первого стеночного пробоя. Подбором индуктивности закорачивающей цепи устанавливался колебательный режим тока в витке инжектора, а момент срабатывания выбирался таким образом, чтобы ток не менял полярности (фиг. 7, *a*).

В таком режиме при торцевых кадровых съемках (фиг. 7, *a*) не было зафиксировано образование пристеночного пробоя. При максимальном напряжении на витке (ток в этом случае  $I = 1/2 I_{\max}$ ) зафиксировано образование токовой оболочки, не контактирующей со стенкой и отстоящей от нее на расстоянии  $l \approx 1/3 R$  камеры (фиг. 7, *b*, кадр 1), которая затем сжимается нарастающим магнитным полем (кадры 2, 3). Плотность заряженных частиц, фиксируемая по просвечиванию плазмы на длине волны  $\lambda = 4$  мм,

соответствует плотности предварительной плазмы (фиг. 3), а в оптическом спектре плазмы не видно линий ионов примесей (фиг. 4, 5). На щелевой развертке свечения плазмы при работе инжектора с закорачивающим разрядником (фиг. 5, *в*) виден первый сгусток, формируемый на первом полупериоде, и следующий за ним плазменный спиральный шнур диаметром, равным  $1/2 D$  камеры. Временная длительность этого плазмоида



Фиг. 7. *а* — ток в витке в режиме с закорачивающим разрядником ( $1/2 T \approx 1.6$  мксек); *б* — кадровые фотографии, сделанные через торец камеры (время экспозиции  $\sim 15$  нсек)

порядка времени работы источника. Отмеченные выше экспериментальные факты свидетельствуют о том, что в данном режиме работы источника количество нейтрального газа и примесей, поступающих в плазму, резко уменьшалось, так как устранялась возможность образования пристеночного токового слоя, а следовательно, и контакта плазмы со стенками разрядной камеры. Следует отметить, что используемый при работе с крубаром колебательный режим тока в витке в отличие от аperiodического затухания после первого полупериода дает возможность наряду с первым быстрым сгустком получить следующий за ним плазменный шнур, оторванный от стенок камеры и имеющий степень ионизации  $\sim 50\%$ .

В заключение авторы выражают благодарность В. Н. Лукьянову, Б. А. Яблочникову и В. Н. Стибунову за помощь в проведении эксперимента.

Поступила 25 III 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Искольдский А. М., Куртмуллаев Р. Х., Нестерихин Ю. Е., Пономаренко А. Г. Возбуждение сильных бесстолкновительных ударных волн в дейтериевой плазме. ПМТФ, 1965, № 6.
2. Косый Ю. А., Шпигель И. С., Дорофеев Е. В. Исследование индукционного конического плазменного источника. Ж. техн. физ., 1966, т. 33, вып. 5.
3. Азовский Ю. С., Гужовский И. Т., Мазалов Ю. П., Манк В. В., Сафронов Б. Г., Чураев В. А. Индукционный конический источник плазменных сгустков. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, вып. 9.
4. Искольдский А. М., Нестерихин Ю. Е., Папырин А. Н., Пономаренко А. Г., Миллимикросекундная фоторегистрация процессов, протекающих в быстром  $\theta$ -пинче. В сб.: «Диагностика плазмы», М., Атомиздат, 1968, вып. 2.
5. Алиновский Н. И., Нестерихин Ю. Е., Пахтусов Б. К. Установка для диагностики плазмы многокомпонентным пучком быстрых нейтральных частиц. В сб.: «Диагностика плазмы», М., Атомиздат, 1968, вып. 2.



6. Алиновский Н. И., Нестерихин Ю. Е., Пахтусов Б. К. Усредненные сечения ионизации пучков нейтральных частиц электронами, имеющими максвелловское распределение скоростей. Ж. техн. физ., 1969, т. 39, вып. 1.
7. Алиновский Н. И., Нестерихин Ю. Е. Источник нейтральных частиц. Приборы и техника эксперимента, 1968, № 5.
8. Алиновский Н. И., Пахтусов Б. К. Об одной схеме модуляции выходного сигнала фотоумножителя. Приборы и техника эксперимента, 1968, № 5.
9. Роуз Д., Кларк М. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. М., Атомиздат, 1963.
10. Симонов В. А., Швилкин Б. Н., Кутуков Г. П., Получение чистой высокотемпературной плазмы в квазистационарных системах. Процессы, приводящие к поступлению примесей в плазму. Nuclear Fusion, 1962, vol. 2, pt. 1.
11. Алиновский Н. И. Пролетные масс-спектрометры для исследования плазмы. В сб.: «Диагностика плазмы», М., Атомиздат, 1968, вып. 2.

## СТРУКТУРА СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

*В. И. Немченко, Н. И. Ющенкова*

(Москва)

Применение сверхзвуковых струй для получения интенсивных молекулярных пучков и высокоскоростных потоков низкотемпературной плазмы стимулировало развитие экспериментальных и теоретических работ по структуре недорасширенных сверхзвуковых струй. Структура начального участка сверхзвуковой недорасширенной струи характеризуется положением, размерами и формой замыкающего скачка.

В работах [1-7] приводятся теоретические оценки и некоторые опытные данные по форме висячего скачка, положению и диаметру центрального скачка. Однако большинство исследований соответствует условиям течения идеального газа в режиме континуума.

С уменьшением плотности струи следует ожидать изменения структуры течения, так как на формирование висячего скачка и границу струи существенное влияние оказывают процессы переноса, роль которых возрастает с разреженностью.

Приведенные в данной работе результаты экспериментального исследования структуры сверхзвуковой струи воздуха при различных условиях истечения  $10 \leq n \leq 10^4$ ,  $1.15 \leq M_a \leq 3.3$ ,  $10^{-4} \leq K_* = \lambda_*/d_* \leq 10^{-3}$ , где  $M_a$  — число Маха на срезе сопла,  $\lambda_*$  — длина свободного пробега молекулы в критическом сечении сопла,  $d_*$  — диаметр критического сечения сопла,  $n$  — отношение давления на срезе сопла к давлению в окружающем пространстве, позволяют выявить влияние высоких отношений давлений  $n$ , числа Маха  $M_a$  и разреженности потока на структуру сверхзвуковой недорасширенной струи. Для характеристики разреженности потока использовано число Кнудсена  $K_*$  и параметр  $C = K_* \sqrt{n}$ .

1. Эксперимент проводился в аэродинамической трубе низкой плотности, описанной в работе [8]. В качестве рабочего газа использовался воздух, который подогревался до температуры  $\sim 600^\circ \text{K}$  для предотвращения конденсации при адиабатическом расширении [9]. Струя газа истекала через сверхзвуковое коническое сопло в камеру с пониженным давлением. Размеры сопел и условия истечения струй приведены в табл. 1, где в столбце  $d$  верхний ряд соответствует диаметру сопла в критическом сечении, нижний ряд — диаметру среза сопла;  $\xi_0$  — угол полураствора сопла; в столбце  $M$  в верхнем ряду даны значения числа Маха на срезе сопла  $M_a'$ , рассчитанные для изэнтропического расширения газа, в нижнем ряду число Маха на срезе сопла, полученное по результатам измерения давления полного напора  $p_0'$ ;  $p_0$  — давление в адиабатически заторможенном потоке в мм рт. ст.

В процессе эксперимента измерялись следующие параметры: давление  $p_0$  и температура  $T_0$  в адиабатически заторможенном потоке,  $p_0'$  — давление полного напора,  $p_1$  — давление в вакуумной камере. Для измерения давления полного напора применялись трубки Пито диаметром 0.8 мм. Вязкостные поправки вводились в соответствии с методикой, изложенной в работе [8]. По результатам измерения  $p_0$ ,  $T_0$  рассчитывались параметры течения в критическом сечении сопла, а по измеренным значениям  $p_0'$ ,  $p_0$  — на срезе сопла и в струе.