

УДК 533.93

О ЯВЛЕНИИ УСКОРЕНИЯ БЕСТОКОВОЙ ПЛАЗМЫ ПОЛЕМ СОБСТВЕННОГО ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА

Б. Е. Жестков, А. И. Омелик, В. В. Помаржанский

Экспериментально исследуются параметры свободномолекулярного потока, полученного в результате ускорения плазмы полем собственного объемного заряда и перезарядки в попутной газодинамической струе. Показано, что скорость и энергия потока соответствуют падению потенциала на границе плазмы.

1. Одним из способов создания высокоскоростного потока разреженного газа является ускорение ионов или плазмы электрическим полем с последующей их перезарядкой. Электрическое поле может создаваться как внешними электродами (электростатическое ускорение), так и самой плазмой. В последнем случае механизм ускорения может быть объяснен следующим образом. Известно [1], что плазма газового разряда заряжается положительно из-за большей подвижности электронов. Разность между потенциалами в плазме и на ее границе можно оценить, исходя из равенства потоков электронов и ионов к границе и из квазинейтральности плазмы [2]:

$$V_i = \frac{1}{2} k T_e \ln \left(\frac{T_e}{T_i} \frac{m_i}{m_e} \right); \quad (1)$$

здесь индексы i и e относятся соответственно к ионам и электронам, T — температура, m — масса.

В таком поле ионы могут быть ускорены до энергии eV_i . Явление это, которое мы для краткости будем называть „саморазгоном“, впервые наблюдалось в работах [3, 4], исследовано экспериментально в работах [5, 6] и теоретически описано в [7, 8]. В частности, в [5, 7] показано, что если обеспечено достаточно быстрое расширение плазмы, то энергия ионов вне источника может в десятки раз превышать энергию, соответствующую температуре торможения плазмы. При этом в плазме возникает электрическое поле, локализованное в области максимальных градиентов магнитного поля и давления газа.

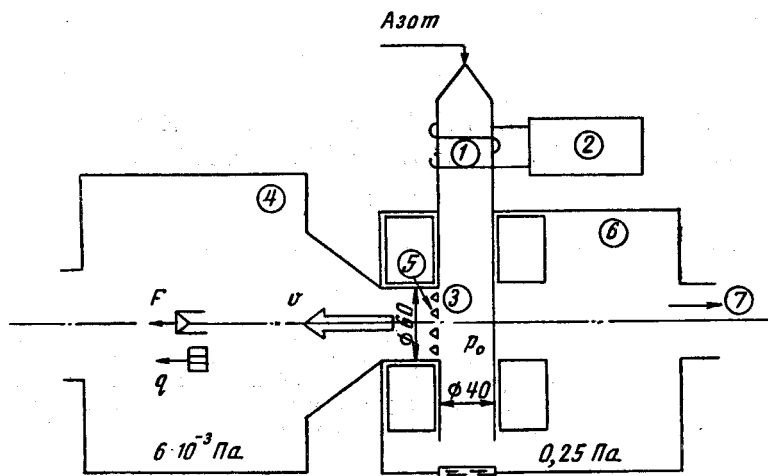
В указанных работах исследовалось ускорение плазмы непосредственно из области, занятой разрядом. При этом на ускорение ионов может оказывать влияние поле разряда, а ускоренному потоку сопутствует излучение разряда. Целью данной работы является исследование саморазгона бестоковой плазмы.

Схема эксперимента представлена на фиг. 1. Рабочий газ (азот) подается в камеру ионизации 1 и ионизуется в высокочастотном индукционном разряде, создаваемом с помощью генератора 2, при давлении газа в камере ионизации $p_1 = (7 \div 85) \cdot 10^{-3}$ Тор $= (0,9 \div 11)$ Па. Ионизованный газ поступает в камеру ускорения 3, соединенную с рабочей камерой 4 отверстием диаметром 60 мм, перекрытым сеткой 5 с ячейками диаметром $2r_0 = 8$ мм. Через сетку часть плазмы, ускоренная в направлении, перпендикулярном потоку ионизованного газа, попадает в рабочую камеру 4. Остальной газ поступает в камеру разделения 6

и откачивается средневакуумной станцией 7, обеспечивающей в рабочем режиме давление $p_2 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ Тор $\approx 0,25$ Па. Рабочая камера откачивается высоковакуумной станцией до давления $p_k \approx 5 \cdot 10^{-5}$ Тор $\approx 6 \cdot 10^{-3}$ Па.

В работе измеряются зондовыми методами характеристики плазмы в камере ускорения, а также поток импульса и поток энергии — в свободномолекулярном потоке в рабочей камере.

2. Ускоренный поток ионов в рабочей камере сопровождается газодинамическим потоком нейтральных молекул. В связи с этим необходимо оценить вклад процессов перезарядки и упругого рассеяния ускоренных ионов на молекулах попутной струи, характеризующихся сечениями σ_n и σ_c соответственно.



Фиг. 1

Рассмотрим движение потока ионов, имеющих скорость v_i и плотность n^+ , сквозь слой нейтрального газа, плотность которого $n(x)$ изменяется вдоль направления движения ионов. Пусть $n(x) \gg n^+$. Обозначив плотность перезарядившихся ускоренных молекул через $n^0(x)$, получим

$$dn^+ = -\sigma_n nn^+ dx - \sigma_c nn^+ dx; \quad dn^0 = -\sigma_c nn^0 dx + \sigma_n nn^+ dx. \quad (2)$$

Граничные условия: $n^+ = n_0^+$, $n^0 = 0$, $n = n_0$ при $x = 0$. Выражение для плотности спутного потока можно представить в виде [9]

$$n = n_0 a / (b \bar{x}^2 + 1), \quad (3)$$

где $\bar{x} = x/r_0$, величина a и b зависят от характера истечения.

Подставив (3) в (2), получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{n^0}{n_0^+} &= \exp\left(-\frac{a}{b} \sigma_c n_0 r_0 \operatorname{arctg} b \bar{x}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{a}{b} \sigma_n n_0 r_0 \operatorname{arctg} b \bar{x}\right)\right]; \\ \frac{n^+}{n_0^+} &= \exp\left[-\frac{a}{b} (\sigma_c + \sigma_n) n_0 r_0 \operatorname{arctg} b \bar{x}\right]. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Вдали от источника, т. е. полагая $\operatorname{arctg} b \bar{x} = \frac{\pi}{2}$, получим:

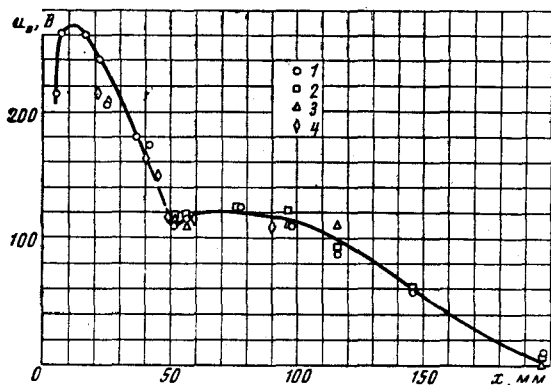
$$\frac{n^0}{n_0^+} = \left[\exp\left(-\frac{a}{b} \frac{\pi}{2} \sigma_c n_0 r_0\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{a}{b} \frac{\pi}{2} \sigma_n n_0 r_0\right) \right]. \quad (5)$$

Последнее выражение имеет максимум при

$$n_0 r_0 = \left(\frac{2b}{\pi a \sigma_n} \right) \ln \left(\frac{\sigma_c + \sigma_n}{\sigma_c} \right). \quad (6)$$

Заметим теперь, что первый и последний сомножители в правой части имеют порядок единицы. Действительно, так как $\sigma_c \sim \sigma_n$, то $\ln \frac{\sigma_c + \sigma_n}{\sigma_c} \sim 1$, а отношение $\frac{2b}{\pi a}$ изменяется в пределах $1,15 \leq \frac{2b}{\pi a} \leq 1,27$. Поэтому

$$r_0 \approx 1/\sigma_n n_0. \quad (7)$$



Фиг. 2

Таким образом, перезаряженный поток максимален, если радиус отверстия соизмерим с длиной пробега (по перезарядке) ионов в камере ионизации. Доля перезарядившихся ионов при этом равна

$$\frac{n^+}{n_0^+} = \left(\frac{\sigma_c}{\sigma_c + \sigma_n} \right)^{\sigma_c/\sigma_n} \frac{\sigma_n}{\sigma_c + \sigma_n}, \quad (8)$$

что для случая $\sigma_c \sim \sigma_n$ составляет 25%.

3. Обратимся к измерению параметров плазмы в камере ускорения. Для выяснения механизма ускорения ионов наибольший интерес представляет определение электрических полей, возникающих в плазме (в камере ускорения) вследствие образования в ней объемного заряда. С этой целью были проведены измерения с помощью термозонда [10, 11] при $p_0 = 10^{-3}$ Тор.

Результаты эксперимента представлены на фиг. 2 в виде распределения потенциала вдоль оси потока. Потенциал плазмы определялся несколькими способами: по точке перегиба характеристики накаливаемого зонда (точки 1), по значению напряжений, при котором разность токов зонда в горячем и холодном режимах $I_1 - I_2$ достигает половины своей максимальной величины (точки 2), а также по полусумме напряжений зонда, соответствующих $(I_1 - I_2)_{\max}$ и $I_1 - I_2 = 0$ (точки 3). Точки 4 получены по полусумме плавающих потенциалов зонда в горячем и холодном режимах. Полученные значения согласуются между собой в пределах $\pm 10\%$.

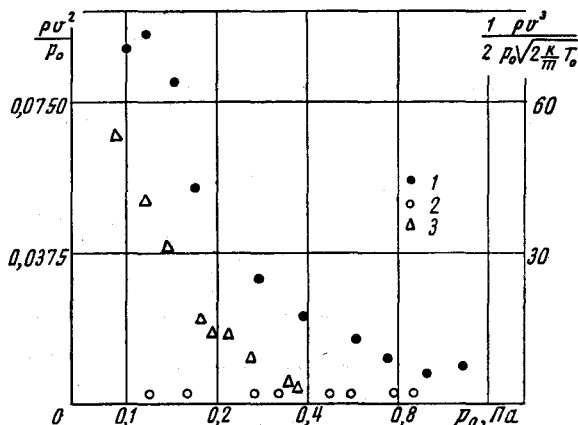
Распределение потенциала на фиг. 2 показывает, что основное его падение происходит в камере ускорения примерно на трех длинах свободного пробега ионов. Электрическое поле, соответствующее этому градиенту потенциала, приводит к ускорению ионов. Как будет показано в п. 4, величина разности потенциалов хорошо согласуется с энергией ускоренных ионов. Минимум потенциала вблизи сетки связан с неполным экранированием поля сетки, находящейся под плавающим потенциалом $U_c \approx -20$ В. Присутствие высокочастотного поля не влияет на движение ионов, так как период изменения поля значительно меньше времени нахождения ионов в зоне ускорения.

4. Обратимся теперь к измерению параметров ускоренного потока. С этой целью измерялись поток импульса $P = \rho v^2$ и поток энергии $q = \frac{1}{2} \rho v^3$ в невозмущенном потоке. Отсюда определялись значения скорости v и концентрации молекул n :

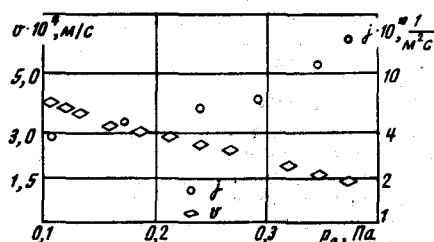
$$v = 2q/P, \quad (9)$$

$$n = P/mv^2. \quad (10)$$

Измерение потока импульса P основано на измерении силы, действующей в потоке на пробное тело, коэффициент сопротивления которого известен [12]. Результаты измерения потока импульса представлены на фиг. 3 (точки 1; точки 2 — истечение с выключенным разрядом) в виде зависимости от p_0 приведенной величины $\rho v^2/p_0$. Видно, что при $p_0 \leq 3 \cdot 10^{-3}$ Тор = 0,4 Па эта величина заметно превышает значение, соответствующее газодинамическому истечению (пунктирная линия).



Фиг. 3



Фиг. 4

Для определения потока энергии с помощью термоэлектрического датчика компенсационного типа [13] измерялся тепловой поток q к пластине, расположенной поперек потока газа. Методика измерений изложена в работе [13], где показано, что для шероховатой пластинки в гиперзвуковом потоке $q = \frac{1}{2} \rho v^3$.

Результаты измерений в виде зависимости отношения $\frac{\rho v^3}{2 p_0 \sqrt{2 \frac{k}{m} T_0}}$ от

давления p_0 представлены на фиг. 3 (точки 3). Температура T_0 , измеренная спектральным методом [2], близка к комнатной ($T_0 \sim 400$ К). И здесь, как и в измерении потока импульса, при $p_0 \leq 3 \cdot 10^{-3}$ Тор = 0,4 Па величина $\frac{\rho v^3}{2 p_0 \sqrt{2 \frac{k}{m} T_0}}$

заметно превышает значение, соответствующее газодинамическому истечению (сплошная линия).

Скорость потока, определенная на основании измерений p и q , представлена в виде зависимости от p_0 на фиг. 4. Величина ее лежит в пределах $(1,5-4) \cdot 10$ м/с. Сравним величину энергии, соответствующую этой скорости, с разностью потенциалов плазмы в камере ускорения и в потоке V_i . Из фиг. 2 видно, что при давлении $p_0 = 1 \cdot 10^{-3}$ Тор = 0,13 Па разность потенциалов соответствует

$eV_i = 240$ эВ. С другой стороны, величина скорости при этом составляет $v = 4 \cdot 10^4$ м/с, что соответствует энергии молекул 250 эВ. Видно хорошее согласие между этими измерениями.

Таким образом, истечение плазмы в высокий вакуум приводит к образованию объемного заряда, служащего, в свою очередь, источником электрического поля, ускоряющего ионы в направлении градиента давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Энгель А. Ионизованные газы. М., Физматгиз, 1959.
2. Зленко О. Я., Омелик А. И., Орлова З. Т. Исследование некоторых характеристик ионно-плазменного источника с высокочастотной ионизацией. „Ученые записки ЦАГИ“, том IV, № 2, 1973.
3. Кучеренко Е. Т., Федорус А. Г. Распределение по энергиям ионов, извлекаемых из высокочастотного источника, „Радиотехника и электроника“, т. 4, № 8, 1959.
4. Габович М. Д., Романюк Л. И., Лозовая Е. Л. Проникновение плазмы из источника с осцилляцией электронов в вакуумную область с магнитным полем. ЖТФ, т. 34, № 3, 1964.
5. Демирханов Р. А., Курсанов Ю. В., Скрипаль Л. П., Харин Г. В. Получение потоков энергичных ионов из разряда с высокой температурой электронов в неоднородном магнитном поле. В сб. „Плазменные ускорители“, М., „Машиностроение“, 1973.
6. Гуревич А. В., Парийская Л. В., Питаевский Л. П. Ускорение ионов при расширении разреженной плазмы. ЖЭТФ, т. 63, № 2. 1972.
7. Литвинов И. И. Стационарное истечение в вакуум двухтемпературной полностью ионизованной плазмы. Журн. прикл. мех. и техн. физ., 1971, № 6.
8. Микулин А. И. Влияние поперечного градиента электронной температуры на течение плазмы в осесимметричном магнитном поле. „Теплофиз. высоких температур“, т. II, № 1, 1973.
9. Owen P. L., Thornhill C. K. The flow in an axially symmetric jet from a nearly sonic orifice into vacuum. Aeronautical Research Council, Rep. and Memo, № 2616, 1948.
10. Langmuir I., Compton K. T. Electrical discharges in gases. Part. II. Fundamental phenomena in electrical discharges. Rev. Modern Physics, vol. 3; № 2, 1931.
11. Кемп Р. Ф., Селлен Дж. Н. Методика измерения потенциала плазмы с помощью эмиссионных зондов. Приборы для научных исследований, 1966, № 4.
12. Закиров М. А., Омелик А. И. Измерение коэффициентов сопротивления тел простой формы в ускоренном свободно-молекулярном потоке азота. „Ученые записки ЦАГИ“, т. V, № 2, 1974.
13. Жидяев И. Р., Омелик А. И. Термоэлектрический измеритель тепловых потоков компенсационного типа. „Теплофизика высоких температур“, т. XI, № 2, 1973.

Рукопись поступила 25/II 1974 г.