

Поворот плазменной струи в магнитном поле

В. Ф. Демичев, В. Д. Матюхин, А. В. Никологорский, В. М. Струнников

Исследовалось движение плазменной струи в квадратном магнитном поле, создаваемом четырьмя токопроводами, осевая линия которых повернута на 90° (радиус поворота 30 см). Максимальная напряженность магнитного поля в «щели» между токопроводами составляла 6 кэ. Плазменная струя, создаваемая коаксиальной пушкой, инжектировалась вдоль оси магнитной системы. Магнитная система оказалась достаточно эффективной для осуществления поворота плазменной струи, которая имела начальную скорость $8 \cdot 10^6$ см/сек и максимальную концентрацию перед поворотом $2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. Скорость струи была равна $7 \cdot 10^6$ см/сек. Несмотря на значительные потери частиц (из-за наличия щелей в магнитной системе), концентрация ионов в струе, прошедшей поворот, достигала $2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, а общее число частиц $\sim 10^{17}$.

В результате поворота удалось полностью избавиться от сопровождающего струю нейтрального газа и получить практически полностью ионизованную плазму. Оптимальное значение напряженности магнитного поля оказалось равным ~ 3 кэ.

В исследованиях по физике высокотемпературной плазмы широко используется метод инъекции плазменных сгустков в магнитные ловушки. Сгустки, получаемые в настоящее время с помощью некоторых типов плазменных инжекторов, могут иметь весьма высокие направленные скорости (до 10^8 мм/сек) и значительные плотности (10^{12} — 10^{15} см $^{-3}$). Однако непосредственное использование этих сгустков в ловушках сильно осложняется вследствие неполной ионизации плазмы в сгустке, наличия примесей посторонних элементов и немонохроматичности направленных скоростей частиц сгустка. В связи с этим предпринимаются попытки очистить сгустки от нейтральных атомов и примесей с помощью внешних магнитных полей. Для этой цели можно, в частности, применить поворот плазменной струи в криволинейном магнитном поле. Движение плазменной струи в криволинейных полях представляет и самостоятельный интерес, так как отклонение струи может оказать-

ся необходимым для заполнения ловушек со сложной геометрией магнитного поля.

В работах [1—5] для поворота плазменной струи были использованы магнитные поля, создаваемые изогнутым соленоидом. Результаты этих работ свидетельствуют о том, что при некоторых условиях вдоль изогнутого магнитного поля напряженностью 1—2 кэ водородная компонента плазмы может распространяться при концентрации до 10^{13} см $^{-3}$. При этом наблюдается эффект очистки плазмы от примесей тяжелых ионов. Очистка связана, по-видимому, с поляризационными электрическими полями [6], возникающими в плазме в результате центробежного и градиентного дрейфов. Однако наличие этих полей ограничивает концентрацию плазмы, которая распространяется вдоль искривленного поля. То обстоятельство, что авторам работ [1—5] удалось повернуть плазму со сравнительно большой концентрацией, является следствием частичной нейтрализации поляризационных полей токами, текущими по плазменной струе и замыкающимися либо на источнике, либо на металлических диафрагмах или стенках плазموпровода, находящихся в контакте с плазмой.

Чтобы пропустить через изогнутый соленоид плазму с более высокими значениями концентрации и скорости (что представляет практический интерес), необходимо увеличить напряженность магнитного поля и полнее нейтрализовать поляризационные поля. Однако это приводит к резкому уменьшению эффекта очистки, т. е. в плазме остается большое количество примесей, массовый состав которых пополняется тяжелыми и медленными ионами [3].

Л. А. Арцимович предложил использовать для поворота плазменной струи магнитное поле, создаваемое системой токопроводов с чередующимися направлениями тока. В настоя-

щей работе описаны результаты экспериментального изучения движения плотной плазменной струи в магнитном поле, образованном системой из четырех токопроводов (рис. 1). В средней части проводники изогнуты на 90° .

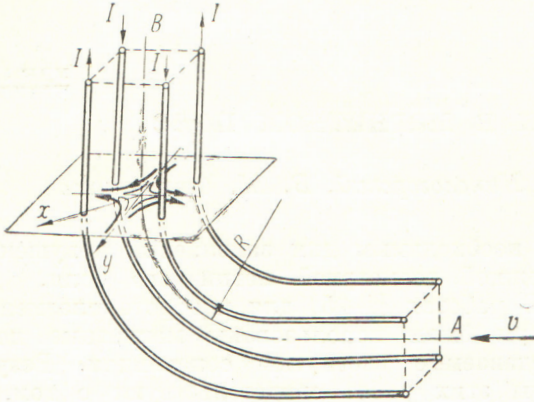


Рис. 1. Система проводников, с помощью которых создавалось магнитное поле (направление инжекции плазменной струи указано стрелкой).

Напряженность поля в такой системе вдоль осевой линии AB * равна нулю и возрастает при удалении от этой линии в соответствии с выражением

$$H = \frac{0,2kI}{a} \cdot \frac{(r/a)^{k/2-1}}{1 \pm (r/a)^k},$$

где k — число проводников; I — сила тока; a — расстояние от осевой линии системы до проводника**.

При отклонении от оси плазменная струя испытывает силу избыточного магнитного давления в направлении, противоположном отклонению. Если градиент магнитного поля будет достаточно велик, для того чтобы это избыточное давление компенсировало центробежную силу, то плазменная струя сможет двигаться по криволинейному пути вблизи оси AB . В грубом приближении это условие можно записать в виде

$$\frac{qv^2}{R} \approx \frac{1}{4\pi} H \frac{dH}{dr},$$

* В действительности линия нулевого поля из-за искривления проводников не совпадает с осевой линией системы. Однако смещение этих линий невелико (~ 3 мм), поэтому мы его не учитываем.

** Знак «минус» в этой формуле соответствует изменению поля в направлении x , знак «плюс» — в направлении y (см. рис. 1).

где $q = \sum_i M_i n_i$ — плотность плазмы; v — скорость направленного движения элемента объема плазменной струи; R — радиус поворота. Оценки, сделанные на основе этой формулы, показывают, что выбранная конфигурация магнитного поля могла бы обеспечить поворот плазменной струи с весьма высокими значениями скорости и концентрации плазмы. Например, в поле с градиентом $\sim 10^3$ э/см струя, движущаяся со скоростью 10^7 см/сек, должна отклоняться при концентрации 10^{16} см $^{-3}$. Однако вследствие диффузии поля в плазму и наличия щелей в магнитной системе полученные таким способом значения плотности плазмы в действительности должны быть значительно ниже.

Экспериментальная установка и методика исследования

Схема установки, используемой в наших экспериментах, показана на рис. 2. Струя водородной плазмы из коаксиального инжектора I проходит внутри фарфорового 2 и кварцевого 4 цилиндров и попадает в пространство между изогнутыми токопроводами 11 , где она отклоняется на 90° от первоначального направления. Чтобы исключить влияние стенок плазموпровода, криволинейный участок токопроводов расположен в большом вакуумном объеме 6 . В области поворота токопроводы изолированы от плазмы и пропущены через отрезки дюралевых трубок с вакуумными уплотнениями на концах. Кроме изогнутой части токопроводы имеют два прямолинейных участка до и после поворота (длина каждого 30 см). Радиус поворота осевой линии также равен 30 см. Расстояние между соседними токопроводами равно 9,2 см. Каждый токопровод состоит из двух разделенных изолятором коаксиальных медных трубок, соединенных таким образом, чтобы ток дважды обходил всю систему. Источником тока магнитной системы служит конденсаторная батарея C_3 емкостью 1500 мкф. Батарея включается с помощью вакуумного разрядника P_3 .

Максимальная напряженность магнитного поля в щели между проводниками составляла 6 кэ. (Фигурирующая в тексте и на рисунках величина напряженности магнитного поля H относится к указанной точке.) Максимальное значение градиента магнитного поля вблизи оси достигало 1,6 кэ/см. Период изменения поля был равен 0,82 мсек, а инжекция струи в поле осуществлялась в момент времени,

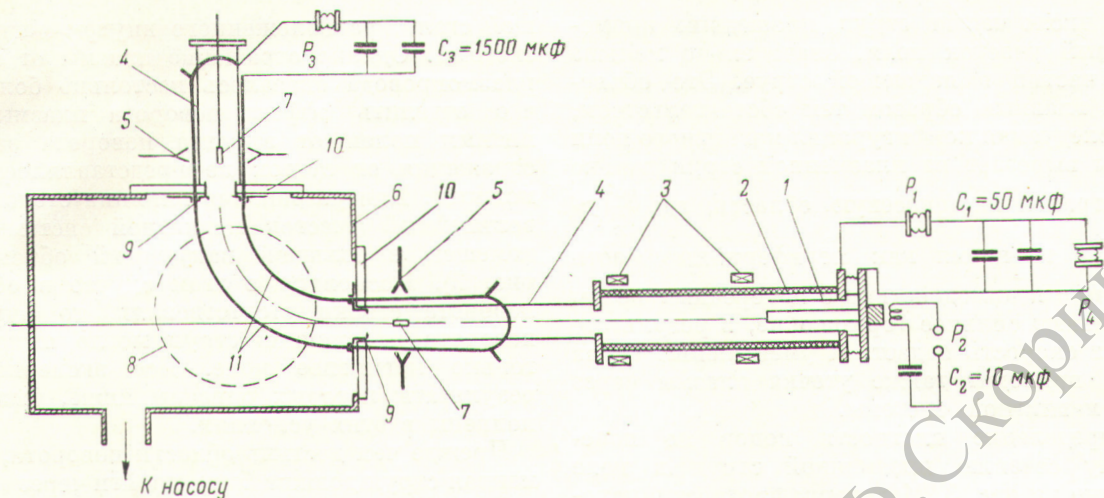


Рис. 2. Схема экспериментальной установки:

1 — инжектор; 2 — фарфоровый плазмопровод (диаметр 120 мм); 3 — катушки измерительного магнитного поля; 4 — кварцевый плазмопровод (диаметр 90 мм); 5 — СВЧ-антенны; 6 — вакуумный объем (50 × 50 × 70 см³); 7 — места расположения электрических зондов, калориметров и термозондов; 8 — смотровое окно; 9 — диафрагмы из нержавеющей стали (толщина 0,1 мм, диаметр отверстия 60 мм); 10 — изоляторы из органического стекла; 11 — токопроводы, используемые для создания магнитного поля.

близкий к максимуму поля, так что его напряженность за время процесса оставалась практически постоянной.

Источником плазмы служил коаксиальный электродинамический инжектор [7]. Выбранный режим работы инжектора обеспечивал следующие параметры плазменной струи: максимальная направленная скорость (скорость фронта) $v_{\text{фр}} = 10^7$ см/сек; скорость центральной части струи, обладающей наибольшей плотностью, $v = 8 \cdot 10^6$ см/сек; максимальная плотность плазмы $(1,5 \div 2) \cdot 10^{15}$ см⁻³; электронная температура в максимуме концентрации $T_e \approx 5$ эв; длина струи в момент входа в магнитное поле $L \approx 50$ см. Спектр плазмы кроме водородных линий содержал также линии углерода, меди и других элементов. Интенсивности линий углерода С II 4276 Å и меди Cu I 5218 Å были сравнимы с интенсивностью H β , что указывало на значительный процент примесей в водородной плазме.

При измерениях применялись различные экспериментальные методики. Скоростное фотографирование процесса было сделано камерой СФР. Скорость плазменной струи, ее плотность и температура измерялись двойными электрическими и диамагнитными зондами. Энергия плазмы определялась калориметрическим методом и термозондом [8]. Световое излучение плазменной струи изучалось с помощью спектрографа и монохроматора УМ-2 с фотоумножительной приставкой. Для измерения элект-

ронной концентрации и осуществления калибровки электрических зондов применялась микроволновая диагностика ($\lambda = 4$ мм и $\lambda = 8$ мм).

Результаты экспериментов

В предварительных экспериментах было исследовано прохождение плазмы через магнитное поле, создаваемое прямолинейными отрезками токопроводов. Цель этого исследования состояла в выяснении эффективности выбранной конфигурации магнитного поля для транспортировки плотных плазменных струй. Результаты проведенных опытов могут быть кратко сформулированы следующим образом.

Плазменная струя, концентрируясь у оси системы, где $H = 0$, преодолевает прямолинейный участок поля длиной 40 см. На этом участке при напряженности поля 4,5 кэ изменения скорости переднего фронта плазменной струи не наблюдается. Скорость области с максимальной концентрацией падает при этом на 10—15%. Плотность плазмы на входе в поле вблизи оси системы возрастает примерно вдвое, а затем в процессе движения медленно уменьшается вследствие утечки плазмы через щели. В поперечном сечении плазма приобретает форму креста с лучами, ориентированными вдоль силовых линий магнитного поля. Эффективный диаметр центральной части струи равен примерно 2,5 см. С ростом поля он уменьшается; при этом уменьшается и ширина лучей.

Общее число частиц струи, прошедших прямолинейный участок поля, значительно меньше числа частиц в падающей струе. Это объясняется главным образом тем обстоятельством, что исследуемая конфигурация магнитного поля как бы вырезает из плазменной струи только ее центральную приосевую область, где $\frac{qv^2}{2} > \frac{H^2}{8\pi}$, в то время как периферийные части

струи при взаимодействии с поперечным полем испытывают сильное торможение, в результате чего их скорость падает. К уменьшению числа частиц приводит также утечка плазмы через щели магнитной системы.

Распределение плотности ионов по поперечному сечению плазменной струи в поле показано на рис. 3. Максимум плотности находится на оси системы. Вдоль силовых линий

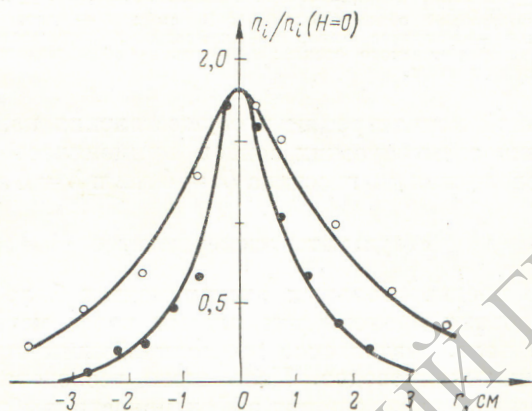


Рис. 3. Распределение концентрации ионов по поперечному сечению плазменной струи в поле $H = 3$ кэ:

●, ○ — распределение n_i по оси x и y соответственно.

магнитного поля распределение более плавное, чем поперек поля. Из результатов предварительных экспериментов можно сделать вывод, что исследуемая магнитная система является удовлетворительным плазмопроводом для плотных плазменных струй.

Движение плазменных сгустков в квадрупольном магнитном поле изучали также Г. А. Делоне и М. М. Савченко [9]. Они показали, что прямолинейный участок квадрупольного поля обладает хорошими канализирующими свойствами для плазмы с плотностью $\sim 10^{12}$ см⁻³.

Эксперименты по повороту плазменной струи в квадрупольном поле сначала проводились с применением плазмопровода из нержавеющей

стали, расположенного внутри магнитной системы. Однако отражение плазмы от стенок плазмопровода оказалось настолько большим, что отделить эффект поворота плазмы магнитным полем от эффекта поворота за счет отражения от стенок не представлялось возможным. Для устранения влияния стенок криволинейный участок магнитной системы был помещен в большой вакуумный объем (см. рис. 2). Поскольку в этом случае в области поворота стенки отсутствовали, то функцию поворота плазменной струи могло выполнять только магнитное поле. Все эксперименты, результаты которых описаны ниже, были выполнены в этих условиях.

Прежде чем достичь области поворота, плазменная струя должна была пройти через прямолинейный участок поля. С ростом напряженности поля концентрация ионов в струе вблизи оси системы перед поворотом увеличивалась.

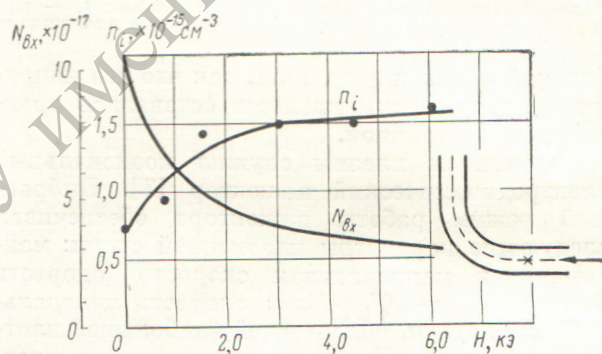


Рис. 4. Зависимость n_i и $N_{вх}$ перед поворотом от H (× — точка, в которой измерялась величина n_i).

При $H = 3$ кэ концентрация n_i достигала $1,5 \cdot 10^{15}$ см⁻³ и при дальнейшем увеличении поля почти не изменялась (рис. 4). Полное число ионов $N_{вх}$, входящих в область поворота, определялось по измеренному поперечному сечению плазменной струи, ее длине и концентрации. На рис. 4 показана также зависимость $N_{вх}$ от напряженности магнитного поля. Несмотря на рост концентрации ионов в струе, с ростом поля значение $N_{вх}$ уменьшается, причем особенно быстрое уменьшение наблюдается при относительно небольших полях. Происходит это главным образом из-за резкого уменьшения площади поперечного сечения струи с увеличением поля.

Скоростное фотографирование процесса прохождения плазмы через криволинейный участок магнитного поля показало, что плазма

преодолевают этот участок в виде сравнительно тонкой струи без видимого отклонения от осевой линии системы.

О влиянии магнитного поля на поворот плазмы позволяют судить кривые (рис. 5), показывающие изменение плотности ионов в двух различных точках магнитной системы в зависимости от напряженности поля. Концентрация ионов на оси магнитной системы монотонно растет с увеличением напряженности поля. Этот рост постепенно замедляется и становится незначительным при $H \approx 3$ кэ.

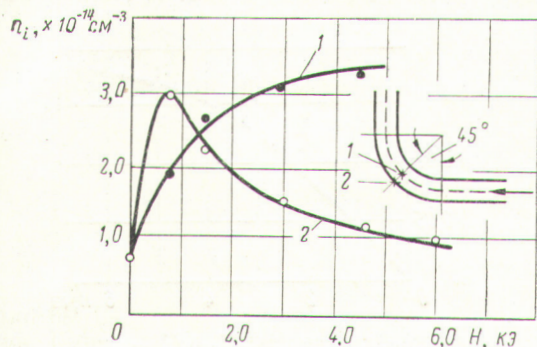


Рис. 5. Зависимость n_i в различных точках системы от H :

× — положение электрических зондов: зонд 1 расположен на оси системы; зонд 2 — в магнитной щели на середине расстояния между токопроводами.

В щели магнитной системы (см. кривую 2 на рис. 5) с возрастанием напряженности поля вначале наблюдается резкое увеличение концентрации ионов, связанное со сжатием плазмы, а затем при $H > 1$ кэ довольно быстрое уменьшение. При $H \approx 1,5$ кэ концентрации ионов в щели и на оси системы становятся одинаковыми. При дальнейшем увеличении поля концентрация ионов во внешней щели продолжает уменьшаться, но даже при максимальной напряженности ($H = 6$ кэ) она остается довольно большой ($n_i \approx 10^{14}$ см⁻³), что должно приводить к значительным потерям плазмы за счет утечки через щель.

Распределение концентрации ионов по радиусу в плоскости поворота на криволинейном участке несимметрично относительно осевой линии. Как и следовало ожидать, вблизи внешней щели концентрация во много раз выше, чем вблизи внутренней, особенно при слабых полях. С ростом поля наблюдается уменьшение несимметрии. Аналогичная картина распределения плазмы по поперечному сечению была получена и при измерениях плотности энергии плазмы микрокалориметрами.

Ширина щели δ , через которую плазма вытекает из магнитной системы, зависит от напряженности магнитного поля (эта зависимость приведена на рис. 6). Величина δ определялась

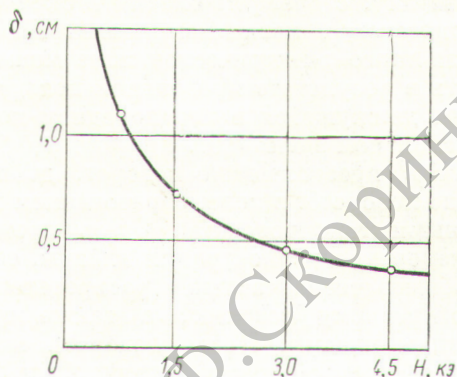


Рис. 6. Зависимость δ от H магнитного поля. Измерения проведены в точке 2 (см. рис. 5).

как полуширина кривой распределения плотности плазмы поперек щели (рис. 7). Начиная с $H = 3$ кэ δ изменяется очень слабо, что связано, по-видимому, с диффузией магнитного поля в плазму. Поэтому при заданных

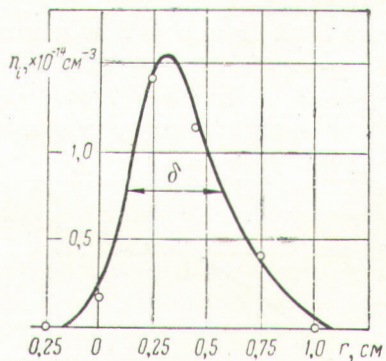


Рис. 7. Распределение n_i поперек магнитной щели при $H = 3$ кэ.

значениях скорости плазменной струи, ее плотности и температуры на входе в систему увеличение напряженности поля выше некоторой определенной величины (в нашем случае ~ 3 кэ) оказывается неэффективным, так как практически это не обеспечивает уменьшения потерь плазмы (см. рис. 5 и 6).

Следует отметить одну особенность, связанную с утечкой плазмы через щель. Приведенная на рис. 7 кривая распределения плотности ионов в щели несимметрична относительно центральной плоскости поворота магнитной

системы. Максимум смещен на расстояние $\sim 0,3$ см в сторону проводника, направление тока в котором совпадает с направлением скорости плазменной струи. Этот эффект связан, по-видимому, с дрейфом плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях. Необходимое для этого электрическое поле может возникнуть в результате продольной поляризации плазмы, движущейся в неоднородном поперечном магнитном поле [10].

Плазма, преодолевшая поворот, двигалась, как и до поворота, в поле, образованном прямолинейными токопроводами. Здесь производились измерения концентрации плазмы, ее энергии, общего числа частиц и распределения их по поперечному сечению, а также степени ионизации плазмы. После поворота скорость наиболее плотной части струи была равна $7 \cdot 10^8$ см/сек.

В отсутствие поля поворот плазмы не был зарегистрирован с помощью применявшихся методов. Но уже при $H = 300$ э концентрация электронов в преодолевшей поворот плазменной струе достигает $1,7 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. Зависимость максимальной концентрации ионов в струе, преодолевшей поворот, от напряженности магнитного поля приведена на рис. 8. Основной рост концентрации происходит при изменении поля от 0 до 3 кэ. При $H = 3$ кэ концентрация составляет $2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ и при дальнейшем росте поля, как видно из приведенного рисунка, она увеличивается очень медленно.

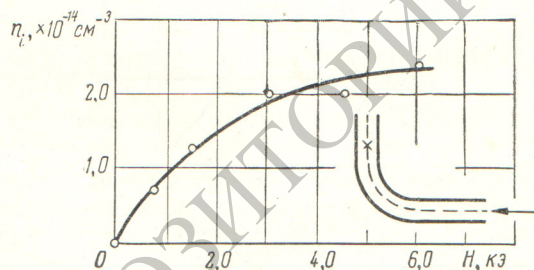


Рис. 8. Зависимость n_i в струе, преодолевшей поворот, от H (зонд расположен на оси системы в точке, указанной крестиком).

Распределение плотности плазмы по поперечному сечению примерно такое же, как и до поворота. Однако в плоскости поворота распределение несколько несимметрично относительно осевой линии системы: в направлении внешней магнитной щели концентрация ионов уменьшается менее круто, чем в направлении внутренней щели. Аналогичный вид имеет

в этой плоскости и распределение плотности энергии плазмы. Среднее поперечное сечение плазменной струи слабо зависит от напряженности магнитного поля при $H > 1$ кэ и составляет 5–6 см 2 .

Общее число частиц, преодолевших поворот, $N_{\text{ВЫХ}}$ увеличивается с ростом напряженности поля, несмотря на то, что $N_{\text{ВХ}}$ при этом уменьшается. Причем основной рост $N_{\text{ВЫХ}}$ наблюдается, как и у концентрации, при изменении напряженности поля от 0 до 3 кэ. Зависимость отношения $N_{\text{ВЫХ}}/N_{\text{ВХ}}$ от напряженности магнитного поля показана на рис. 9. Полное число

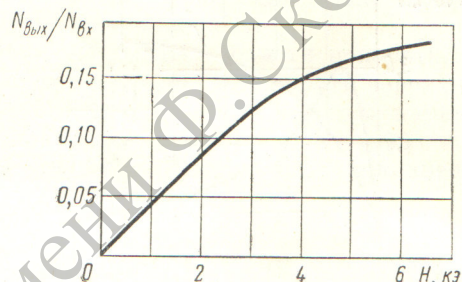


Рис. 9. Зависимость $N_{\text{ВЫХ}}/N_{\text{ВХ}}$ от H .

ионов, преодолевших поворот, составило около 10% от $N_{\text{ВХ}}$ и было равно $\sim 5 \cdot 10^{16}$. В некоторых опытах это число достигало 10^{17} .

При движении плазменной струи по криволинейному участку магнитной системы должен иметь место эффект очистки плазмы от нейтральных атомов. Последние, удерживаемые в струе лишь в результате перезарядочных столкновений, будут уходить из поверхностного слоя струи толщиной порядка длины перезарядочного пробега $\lambda = 1/n_i \sigma$, где σ — сечение резонансной перезарядки. Когда из-за уменьшения концентрации ионов λ сравнится по величине с поперечными размерами струи, эффект очистки плазмы от нейтральных атомов станет значительным.

Проверка эффекта очистки плазмы от нейтральных атомов сводится к определению степени ионизации. Один из косвенных путей, который использовался для грубой оценки степени ионизации, состоит в измерении энергии плазмы, измеряемой термозондом или калориметром, с энергией, которую несут только ионы. Энергия ионов была определена по измеренному распределению концентрации ионов вдоль струи и по их скоростям. По такой оценке степень ионизации составляла $\sim 100\%$ при ошибке измерений $\sim 20\%$. Более точные результаты были получены оптическим методом.

Поскольку концентрация ионов измерена, то задача состоит в том, чтобы определить концентрацию нейтральных атомов водорода.

Использованный нами метод дал возможность по абсолютной интенсивности линии H_β определить верхнюю границу концентрации нейтральных атомов n_0 . Этот метод заключается в следующем. В водородной плазме с концентрацией электронов $n_e \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и температурой $T_e = 5 \text{ эВ}$ распределение населенности уровней с главными квантовыми числами $n \geq 3$ должно подчиняться, согласно расчету, закону Больцмана. Следовательно, суммарная концентрация возбужденных атомов с $n \geq 3$ может быть связана с интенсивностью линии H_β ($n = 4$) следующим образом:

$$N = \frac{I_\beta}{A_{42} h \nu_{42}} \cdot \frac{\sum_{j=3}^{n^*} g_j e^{-\frac{\Delta E_{3j}}{T_e}}}{g_4 e^{-\frac{\Delta E_{34}}{T_e}}}$$

Здесь I_β — интенсивность излучения H_β из единицы объема плазмы; A_{42} — коэффициент Эйнштейна спонтанного излучения линии H_β ; ν_{42} — частота; g_j — статистический вес уровня, $n = j$; ΔE_{3j} — разность энергий уровней с $n = 3$ и $n = j$. Суммирование ведется до максимального главного квантового числа n^* , соответствующего максимальному радиусу атома в плазме $R_{\text{макс}}$, который, согласно [11, 12], может быть взят близким к дебаевскому радиусу R_D . В наших расчетах $R_{\text{макс}}$ был принят равным $0,7 R_D$. Определенная таким образом концентрация возбужденных атомов N незначительно отличается от n_0 , так как в нашем случае, согласно расчету, более 96% всех нейтральных атомов находится в возбужденном состоянии с $n \geq 3$.

Определенная по абсолютной интенсивности H_β концентрация нейтральных атомов оказалась равной $(1 \pm 0,7) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что более чем в 100 раз меньше концентрации ионов в струе после поворота. Таким образом, можно считать, что плазма, прошедшая поворот, практически полностью очищается от нейтральных атомов водорода. Наличие в струе небольшого количества нейтральных атомов связано в значительной мере с поступлением их в струю из диафрагмы и стенок кварцевой трубы в результате взаимодействия с ними плазмы, вытекающей через щели. Небольшая доля нейтральных атомов может находиться в плазме и вследствие объемной рекомбинации.

При повороте плазмы должна иметь место

полная очистка и от нейтральных атомов примесей. Кроме того, преодолевшая поворот плазма в какой-то мере очищается, по-видимому, и от ионизованных атомов примесей. Об этом можно судить, например, по характеру поведения интенсивности линии С II 4267 Å; после поворота интенсивность С II уменьшается в 500—1000 раз.

Таким образом, использованная конфигурация магнитного поля оказалась достаточно эффективной системой для осуществления поворота плазменной струи со средней начальной скоростью $8 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$ и максимальной начальной плотностью $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Плазма проходила через магнитную систему вблизи ее осевой линии. Эффективный диаметр плазменной струи в магнитном поле был равен $\sim 2,5 \text{ см}$, а ее длина $\sim 50 \text{ см}$. Скорость наиболее плотной части струи на выходе из магнитной системы была равна $7 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$. Несмотря на то что при повороте плазменной струи потери частиц оказались значительными из-за наличия щелей, использованная магнитная система позволила получить после поворота плазменную струю со значительной концентрацией ($n_i = 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$) и общим числом частиц $\sim 10^{17}$. В результате поворота удалось избавиться от сопрождавшего плазменную струю нейтрального газа и получить полностью ионизованную плазму. Оптимальное значение напряженности магнитного поля оказалось равным 3 кэ .

Авторы выражают искреннюю благодарность академику Л. А. Арцимовичу за предложенную идею эксперимента, постоянную помощь в процессе выполнения работы и обсуждение ее результатов. Авторы признательны А. М. Андрианову за постоянный интерес к работе.

Поступила в Редакцию 20/II 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Г. Сафронов, В. С. Войцения, И. И. Конавалов. ЖТФ, 32, 678 (1962).
2. 3. H. Eubank, T. Wilkerson. Phys. Fluids, 4, 1407 (1961); 6, 914 (1963).
4. В. С. Войцения и др. ЖТФ, 34, 280 (1964).
5. Г. М. Батанов и др. ЖЭТФ, 46, 1915 (1964).
6. G. Schmidt. Phys. Fluids, 3, 961 (1960).
7. В. Ф. Демичев, В. Д. Матюхин. Докл. АН СССР, 150, 279 (1963).
8. Ю. Г. Прохоров и др. В сб. «Диагностика плазмы». М., Госатомиздат, 1963, стр. 274.
9. Г. А. Делоне, М. М. Савченко. ЖТФ, 34, 1409 (1964).
10. И. И. Демиденко и др. Там же, стр. 1183.
11. H. Margenau, M. Lewis. Rev. Mod. Phys., 31, 595 (1959).
12. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.