

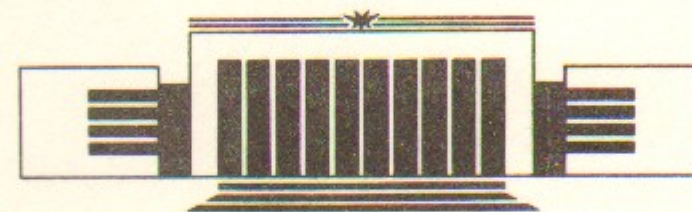


32  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.И. Давыденко, Г.И. Шульженко

**ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СОЗДАНИЮ  
МИШЕННОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ИНЖЕКЦИИ  
ИНТЕНСИВНОГО ПУЧКА БЫСТРЫХ АТОМОВ  
В ОТКРЫТУЮ ЛОВУШКУ  
С НАПУСКОМ ВОДОРОДА**

ПРЕПРИНТ 89-134



НОВОСИБИРСК



Для создания и накопления ионно-горячей плазмы в открытых ловушках посредством инъекции пучков быстрых атомов водорода необходимо предварительное заполнение ловушки мишенной плазмой, обеспечивающей достаточный захват инжектируемых пучков. Распространенным способом создания мишенной плазмы в ловушке является инъекция вдоль магнитного поля струй водородной плазмы из газоразрядных плазменных пушек, расположенных в запорочной области. Однако в случае сложной геометрии магнитного поля, например, при значительном изменении величины магнитного поля вдоль трассы инъекции или при разрыве силовых линий магнитного поля в случае использования элементов каспа, обеспечивающих МГД-устойчивость, применение указанного способа может оказаться затруднительным, и поэтому следует рассмотреть другие способы заполнения ловушки мишенной плазмой. Мишенная плазма в ловушке может создаваться в результате ионизации напускаемого в ловушку водорода при вводе достаточно большой мощности. В экспериментах [1—3] мишенная плазма создавалась при вводе в ловушку ИЦР- и/или ЭЦР-мощности. Образование мишенной плазмы может быть также осуществлено при инъекции интенсивного пучка быстрых атомов водорода. Ионизация напускаемого водорода в данном случае может быть осуществлена за счет ионизации при столкновениях с быстрыми атомами пучка и с захваченными или пролетными быстрыми протонами, за счет перезарядки быстрых протонов, а также за счет ионизации электронами, получающими энергию при классическом и, возможно, коллективном взаимодействии с быстрыми протона-



ми. Цель настоящей работы состояла в проведении модельных экспериментов по созданию мишенной плазмы при инъекции интенсивного пучка быстрых атомов в пробкотрон с напуском водорода.

### ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились в аксиально-симметричном пробкотроне, магнитное поле которого создавалось двумя катушками со средним диаметром 7 см. Расстояние между катушками составляло 7 см, что соответствовало пробочному отношению 1,55. Напряженность магнитного поля в пробках достигала 19,5 кЭ.

Для инъекции в пробкотрон использовался импульсный пучок атомов водорода с энергией 15 кэВ и полным потоком атомов в пучке 30 А. Пучок имел гауссовский профиль с ширинами на уровне  $1/e$  в двух взаимно перпендикулярных направлениях  $2 \times 4$  см. Использованный пучок атомов водорода получался перезарядкой сфокусированного протонного пучка, сформированного протонным источником СТАРТ [4] с длительностью импульса 250 мкс. Фокусировка протонного пучка осуществлялась аксиально-симметричной магнитной линзой с фокусным расстоянием 60 см.

В проведенных экспериментах было реализовано два способа инъекции пучка в пробкотрон. При первом, продольном, способе пучок атомов инжектировался вдоль оси пробкотрона, а взаимодействие пучка с импульсно напускаемым водородом осуществлялось в трубке диаметром 3 см и длиной 7 см, расположенной в области выходной пробки (рис. 1). При втором, поперечном, способе (рис. 2) инжектируемый в экваториальной плоскости пробкотрона пучок быстрых атомов взаимодействовал с водородной струей, вытекающей в пробкотрон из импульсного газового затвора. В обоих случаях напуск водорода изменялся в пределах от  $3 \cdot 10^{17}$  до  $10^{18}$  молекул.

Измерение профиля плотности образующейся в пробкотроне плазмы проводилось ленгмюровскими зондами в режиме ионного тока насыщения. Электронная температура плазмы измерялась тройным зондом. Мишенные свойства полученной плазмы определялись по ослаблению диагностического пучка быстрых атомов инжектора ДИНА [5] при продольной инъекции и, кроме того, по ослаблению основного пучка при поперечной инъекции. Макси-

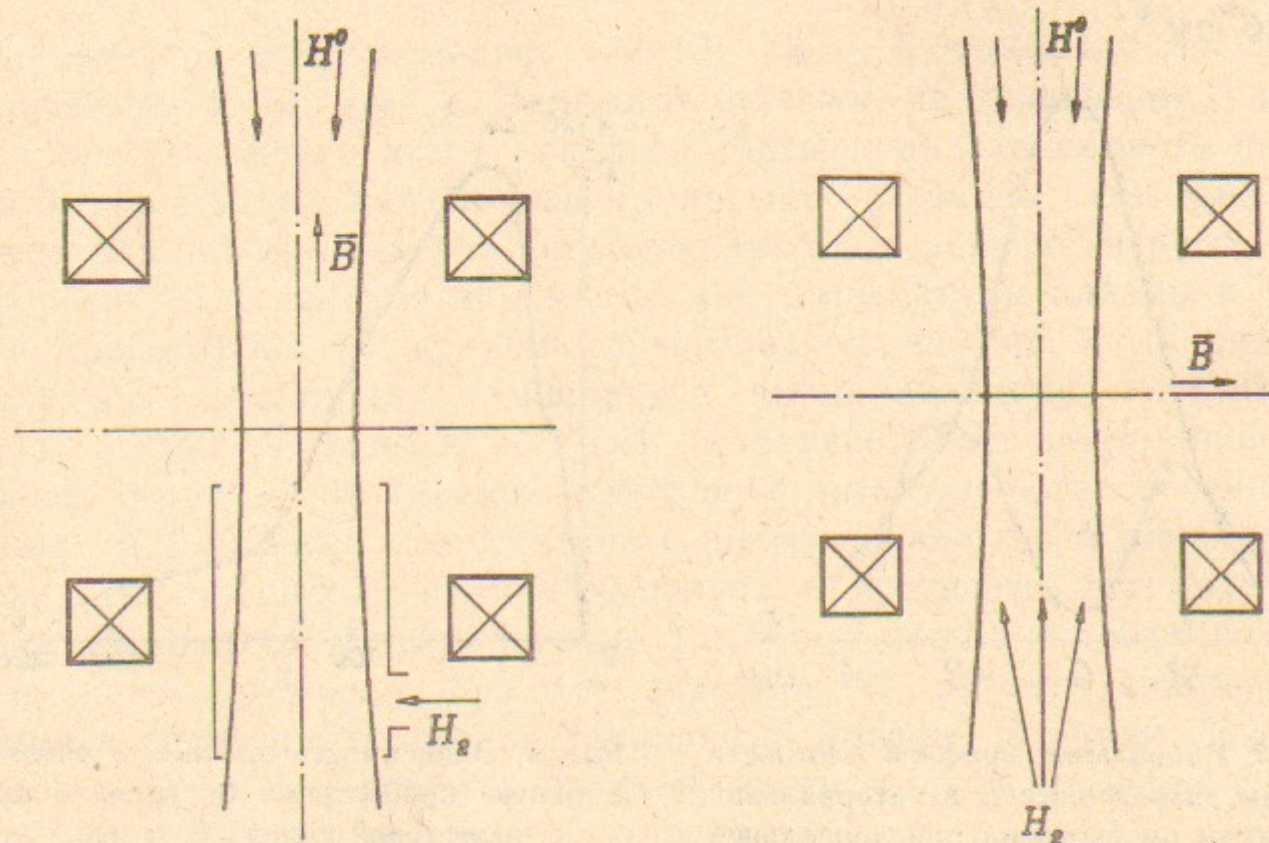


Рис. 1. Схема продольной инъекции пучка в пробкотрон.

Рис. 2. Схема поперечной инъекции пучка в пробкотрон.

мальная величина плотности плазмы контролировалась СВЧ-отсечкой с длиной волны, изменявшейся в диапазоне от 4 до 8 мм. Поток вылетающих из плазмы быстрых атомов, образующихся при перезарядке захваченных протонов, регистрировался вторично-эмиссионным детектором. Присутствие в плазме популяции быстрых протонов также регистрировалось измерениями сигнала с диамагнитной петли. Интегральный за импульс радиальный профиль свечения плазмы в линии  $H_{\alpha}$  получался обработкой изображения плазмы на матрице фотодиодов с зарядовой связью [6]. Изображение плазмы формировалось объективом с интерференционным светофильтром. Временной характер интенсивности свечения в линии  $H_{\alpha}$  регистрировался фотодиодом.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Вначале приведем результаты, полученные при продольной инъекции пучка. На рис. 3 показаны радиальные профили плотности плазмы, измеренные в центре пробкотрона через 30 мкс и 150 мкс после начала импульса тока пучка. Плотность плазмы на



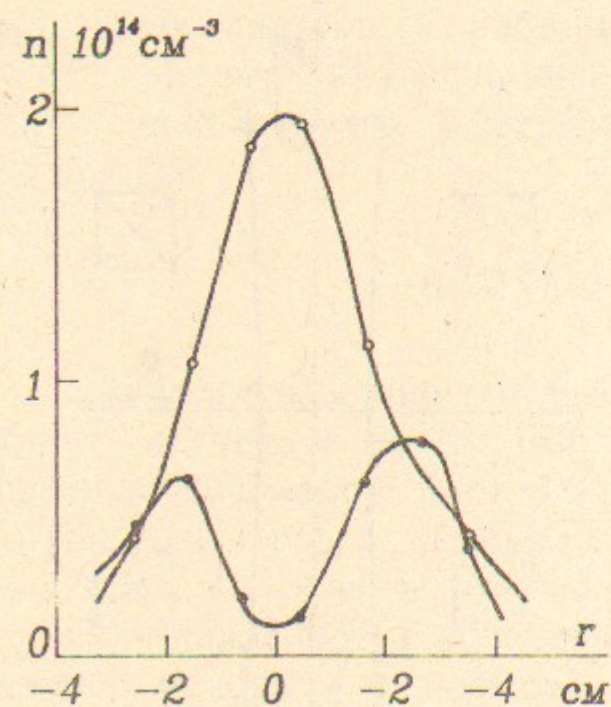


Рис. 3. Радиальные профили плотности плазмы, измеренные в экваториальной плоскости пробкотрона при продольной инъекции пучка:

○ — через 30 мкс после начала импульса тока пучка, ● — через 150 мкс.

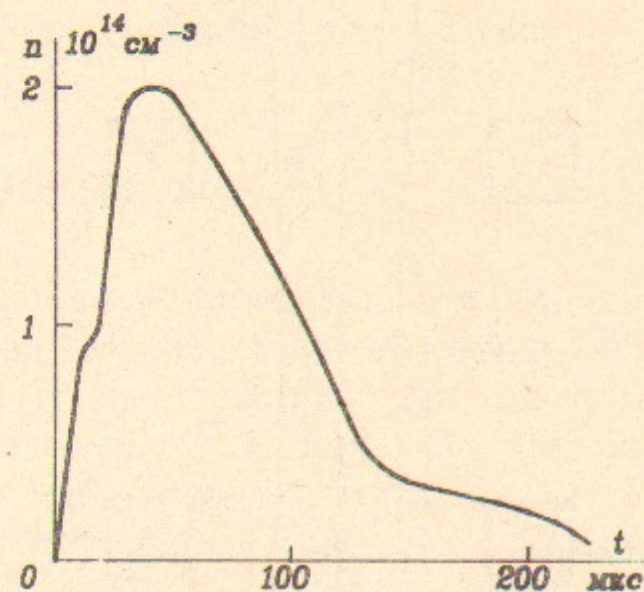


Рис. 4. Зависимость плотности плазмы в центре пробкотрона от времени при продольной инъекции пучка.

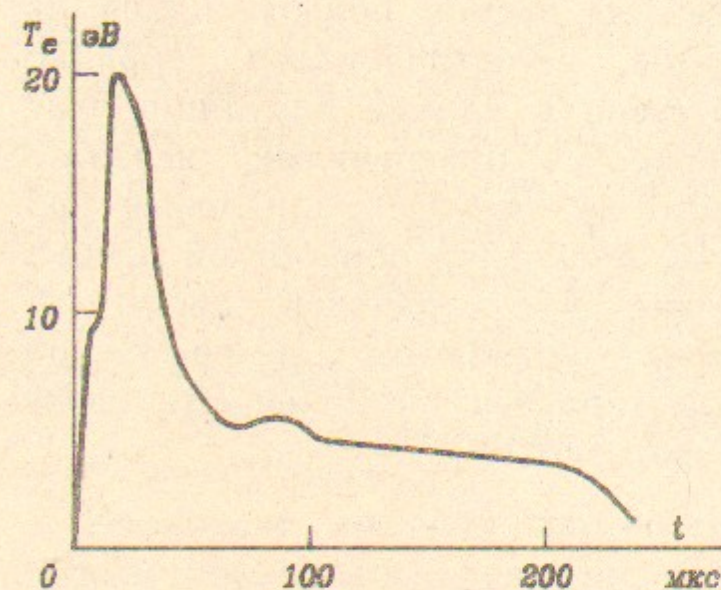


Рис. 5. Зависимость электронной температуры плазмы в центре пробкотрона от времени при продольной инъекции пучка.

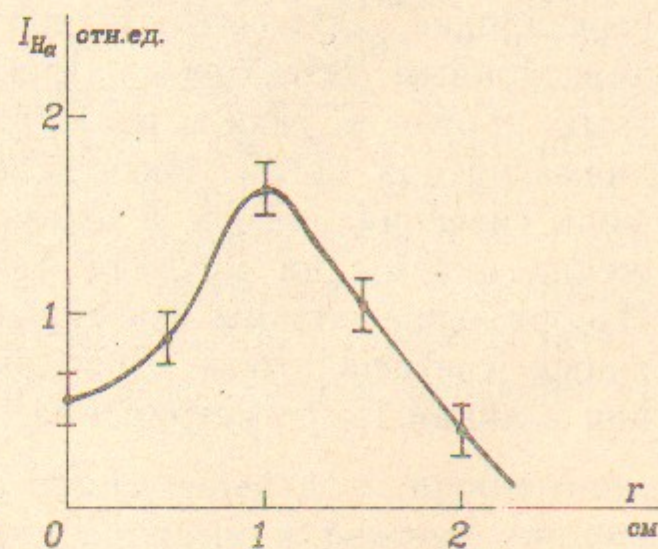


Рис. 6. Радиальный профиль свечения плазмы в линии  $H_{\alpha}$  при продольной инъекции пучка.

оси через 30 мкс составляет  $\sim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , а через 150 мкс снижается до  $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Плотность плазмы на периферии слабо меняется в течение всего импульса. Временная зависимость плотности плазмы на оси приведена на рис. 4. Видно, что высокая плотность плазмы на оси поддерживается в течение первых 100 микросекунд. Зависимость электронной температуры плазмы в центре пробкотрона от времени представлена на рис. 5. В начале импульса электронная температура имеет величину  $\sim 20$  эВ, а через 30 мкс снижается до 5 эВ, оставаясь далее постоянной до конца импульса. Временные измерения интенсивности свечения в линии  $H_{\alpha}$  показали, что свечение в центре пробкотрона появляется через 100 мкс после начала импульса и достигает максимума к концу импульса. Наблюдаемый характер свечения объясняется временной задержкой прихода водорода из области взаимодействия в центр пробкотрона. Радиальный профиль в линии  $H_{\alpha}$  приведен на рис. 6. Провал в профиле интенсивности свечения обусловлен провалом в профиле плотности плазмы.

Перейдем к результатам, полученным при поперечной инъекции пучка. На рис. 7 приведены профили плотности вытекающей из пробкотрона плазмы, измеренные в области пробки вдоль диаметра, перпендикулярного к направлению пучка. Приведенные профили соответствуют моментам времени 30 и 180 мкс после начала импульса тока пучка. Как и в случае продольной инъекции, к концу импульса наблюдается существенное снижение плотности плазмы в приосевой области. Плотность плазмы на периферии так же слабо меняется в течение импульса. Представленная на рис. 8 временная зависимость плотности плазмы на оси свидетельствует о том, что высокая плотность плазмы в начале импульса поддерживается в течение 70 мкс. На рис. 9 приведена зависимость величин плотности плазмы на оси, измеренных через 30 и 180 мкс после начала импульса, от напряженности магнитного поля в центре пробкотрона. Видно, что при снижении напряженности магнитного поля плотность плазмы в начале импульса уменьшается, а в конце импульса возрастает и при напряженности магнитного поля 2 кЭ плотность плазмы становится однородной в течение импульса. Осциллограмма электронной температуры плазмы в области пробки представлена на рис. 10. Из осциллограммы видно, что в начале импульса электронная температура превышает 50 эВ, к концу импульса снижается до 35 эВ. После окончания импульса тока пучка электронная температура полностью спадает за время  $\sim 100$  мкс. Отмеченный послеимпульсный спад электронной темпе-



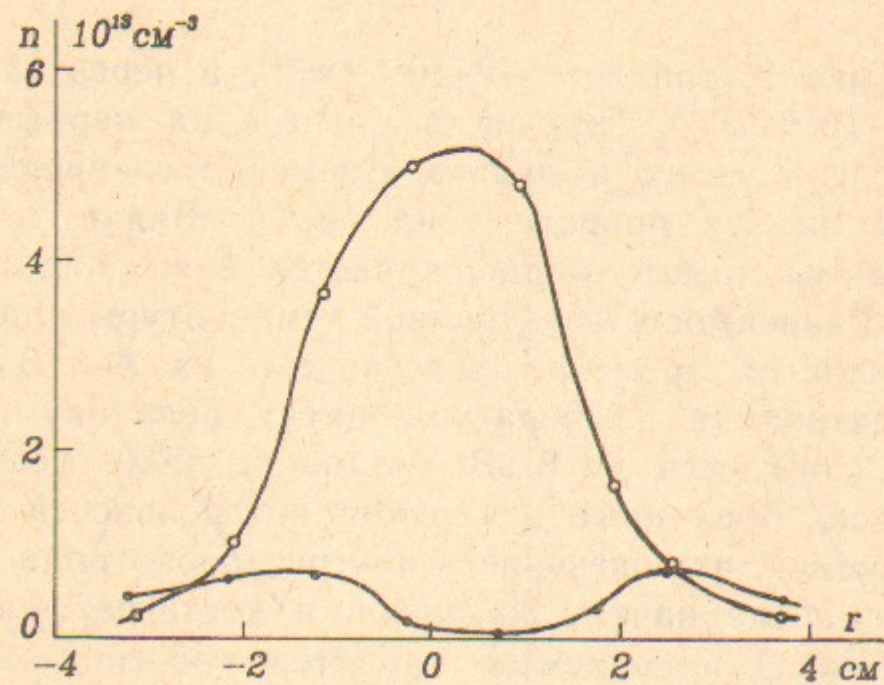


Рис. 7. Радиальные профили плотности плазмы, измеренные в области пробки при поперечной инжекции пучка:

○ — через 30 мкс после начала импульса тока пучка, ● — через 180 мкс.

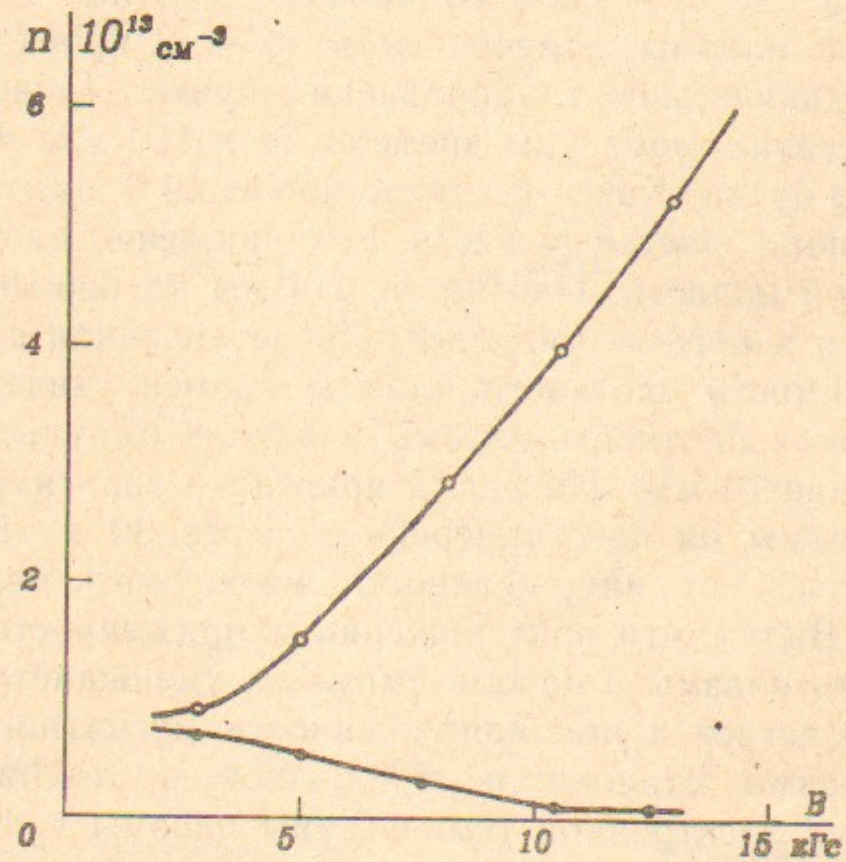


Рис. 9. Зависимость плотности плазмы на оси в области пробки от напряженности магнитного поля в центре пробкотрона:

○ — через 30 мкс после начала импульса тока пучка, ● — через 180 мкс.

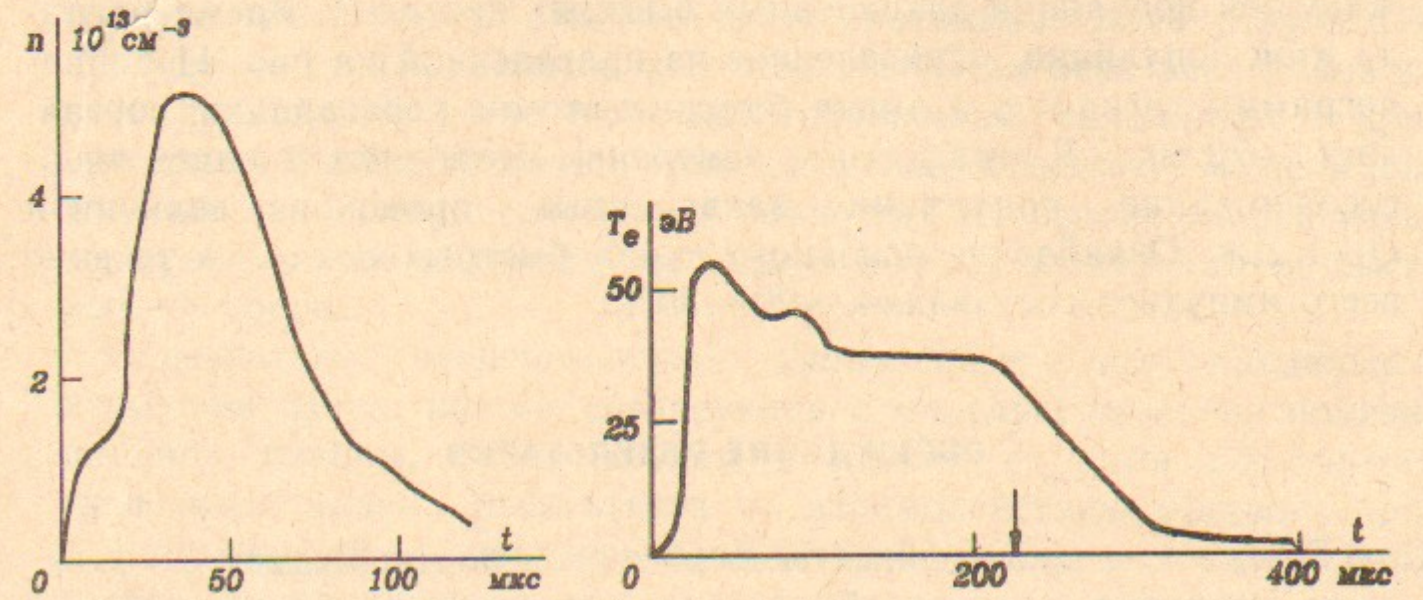


Рис. 8. Зависимость плотности плазмы на оси в области пробки от времени при поперечной инжекции пучка.

Рис. 10. Осциллограмма электронной температуры плазмы в области пробки при поперечной инжекции пучка. Окончание импульса тока пучка указано стрелкой.

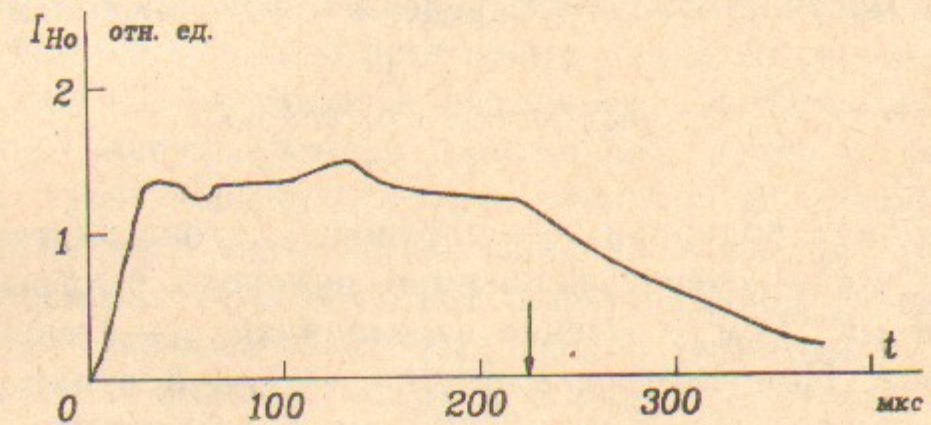


Рис. 11. Осциллограмма сигнала с датчика быстрых атомов перезарядки. Окончание импульса тока пучка указано стрелкой.



ратуры обусловлен созданием в пробкотроне относительно долгоживущей популяции захваченных быстрых протонов. Время распада этой популяции, определенное из приведенной на рис. 11 осциллограммы сигнала с датчика быстрых атомов перезарядки, составляет  $\sim 70$  мкс. Диаманитные измерения позволяют оценить энергосодержание популяции захваченных протонов величиной  $Q \sim 1$  Дж. Ослабление основного пучка быстрых атомов в течение всего импульса составляло  $\sim 20 - 30\%$ .

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты проведенных экспериментов подтверждают возможность создания водородной мишенной плазмы в пробкотроне при взаимодействии пучка быстрых атомов с импульсно напускаемым водородом. При продольной инжекции пучка водородная плазма с мишенными свойствами поддерживается в течение  $\sim 100$  мкс, при поперечной — в течение 70 мкс. По окончании указанных промежутков времени генерация мишенной плазмы существенно снижается вследствие выгорания водорода в области взаимодействия.

Обнаруженные скорости генерации мишенной плазмы и скорости выгорания водорода превышают предсказываемые на основе учета элементарных процессов взаимодействия быстрых водородных частиц с медленными. Рассмотрим для примера случай продольной инжекции пучка. Скорость выгорания водорода при взаимодействии с частицами пучка определяется выражением

$$\frac{dn_0}{dt} = -n_0 j_b (\eta \sigma_i + (1 - \eta) (\sigma_i + \sigma_{ch})),$$

где  $n_0$  — плотность водорода;  $j_b$  — плотность потока частиц в пучке;  $\sigma_i \simeq 0,5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> — сечение ионизации водорода быстрыми частицами;  $\sigma_{ch} \simeq 8 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> — сечение перезарядки;  $\eta$  — степень нейтрализации пучка. При плотности потока частиц в пучке  $j_b \simeq 3 \cdot 10^{19}$  част/см<sup>2</sup> и толщине мишени  $\sim 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>, соответствующей равновесной степени нейтрализации  $\eta \simeq 0,85$ , время выгорания водорода в мишени в  $e$  раз за счет взаимодействия с частицами пучка составит 200 мкс, что в 3 раза больше времени выгорания, наблюдаемого в эксперименте.

Таким образом, в проведенных экспериментах ионизация водорода в основном осуществлялась электронами образующейся плаз-

мы, приобретающими энергию в результате взаимодействия с протонами пучка или с захваченными протонами. Хотя результаты проведенных экспериментов и не исключают нагрева электронов за счет проявления каких-либо неустойчивостей, связанных с присутствием быстрых частиц, тем не менее, основные экспериментальные закономерности можно объяснить на основе классического, кулоновского механизма передачи энергии электронам от быстрых протонов.

Результаты экспериментов, выполненных при продольной инжекции пучка, вполне согласуются с моделью развития ионизационной лавины, предложенной в работе [7] для объяснения экспериментальных результатов по взаимодействию мощного протонного пучка со сверхзвуковой струей паров магния. В этой модели предполагается, что ионизационная лавина в мишени развивается при условии  $\epsilon \geq I$ , где  $\epsilon$  — энергия, приобретаемая электроном за время жизни в образующейся плазме за счет кулоновских столкновений с протонами пучка;  $I$  — потенциал ионизации атомов или молекул мишени. Вследствие квазинейтральности образующейся плазмы время жизни электрона равно времени жизни медленного иона и оценивается величиной  $\tau_e = \tau_i \sim R/v_i$ , где  $R$  — радиус пучка,  $v_i$  — скорость ухода медленного иона. Поскольку время жизни электрона возрастает с массой частиц мишени (пропорционально  $\sqrt{M}$ ), то порог развития ионизационной лавины по мощности пучка снижается с увеличением массы частиц мишени. Развитие ионизационной лавины в соответствии с предсказаниями данной модели наблюдалось в упомянутых выше экспериментах по взаимодействию мощного протонного пучка со сверхзвуковой струей паров магния, а также в дополнительно проведенных экспериментах по взаимодействию протонного пучка с мишенями из инертных газов — неона, аргона, ксенона. В случае продольной инжекции пучка в водородную мишень, по нашему мнению, также наблюдалось развитие подобной ионизационной лавины. В данном случае существенным фактором, способствующим развитию лавины, является продольное магнитное поле, препятствующее поперечному уходу медленных водородных ионов. При уходе медленного иона вдоль магнитного поля время жизни иона и, соответственно, электрона возрастает по отношению к случаю поперечного ухода в  $L/2R$  раз, где  $L$  — продольный размер магнитного поля. В наших условиях  $L/2R \sim 5$  и увеличение времени жизни иона аналогично увеличению массы частиц мишени в  $(L/2R)^2 \sim 25$  раз в отсутствие магнитного поля.



Перейдем к обсуждению результатов, полученных при поперечной инжекции пучка. Развитие ионизационной лавины в данном случае может быть вызвано электронами, приобретающими энергию при кулоновских столкновениях с захваченными протонами. Временные зависимости плотности водорода в мишени, плотности медленных ионов  $n_s$  и плотности захваченных быстрых протонов  $n_f$  при инжекции пучка быстрых атомов с плотностью потока  $n_b v_b$  анализировались на основе следующей модельной системы уравнений:

$$\frac{dn_0}{dt} = -n_0(n_b \sigma_i v_b + (n_s + n_f) \langle \sigma_e v_e \rangle) + n_f(\sigma_{ch} + \sigma_i) v_b,$$

$$\frac{dn_s}{dt} = n_0(n_b \sigma_i v_b + (n_s + n_f) \langle \sigma_e v_e \rangle) + n_f \sigma_i v_b - \frac{n_s}{\tau_s},$$

$$\frac{dn_f}{dt} = n_b v_b \left( n_0 \sigma_{01} + (n_s + n_f) \left( \sigma_i + \frac{\langle \sigma_e v_e \rangle}{v_b} \right) + n_s \sigma_{ch} \right) - n_f n_0 \sigma_{ch} v_b - \frac{n_f}{\tau_{ie}}.$$

В этой системе учитывается ионизационное выгорание водорода, образование и уход медленных ионов, захват и потери быстрых протонов. Предполагается, что уход медленных ионов вдоль магнитного поля осуществляется с ионно-звуковой скоростью  $v_s \simeq \sqrt{T_e/M}$  за время  $\tau \sim L/v_s$ , а потери захваченных быстрых протонов обусловлены перезарядкой на водороде и кулоновским торможением на электронах. Время торможения быстрых протонов на электронах зависит от температуры и плотности электронов [8]:

$$\tau_{ie} = \frac{3MT_e^{3/2}}{8\sqrt{2\pi} e^4 \lambda \sqrt{m} n}.$$

Величина электронной температуры в принятой системе является произвольным параметром с ограничением сверху  $T_e \leq T_{e \max}$ , где  $T_{e \max} \simeq 0,05 E_b$  ( $E_b$  — энергия атомов пучка), расчетная температура электронов в классическом пробкотроне с инжекцией [9].

На рис. 12 представлены зависимости  $n_0(t)$ ,  $n_s(t)$  и  $n_f(t)$ , определенные в результате численного интегрирования приведенной системы уравнений для близких к эксперименту значений плотности потока быстрых атомов в пучке  $n_b v_b \simeq 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  и электронной температуры  $T_e = 30 \text{ эВ}$  при начальной плотности водорода  $n_0 = 4 \cdot 10^{14} \text{ ат/см}^3$ . Представленные зависимости демонстрируют развитие ионизационной лавины в водородной мишени через

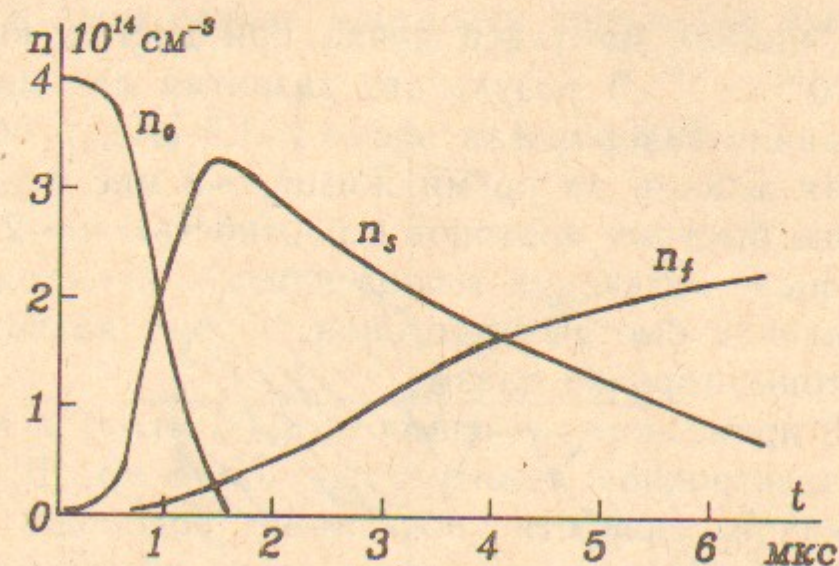


Рис. 12. Расчетные зависимости плотностей водорода, медленных ионов и быстрых протонов для электронной температуры  $T_e = 30 \text{ эВ}$  и плотности потока атомов  $n_b v_b = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

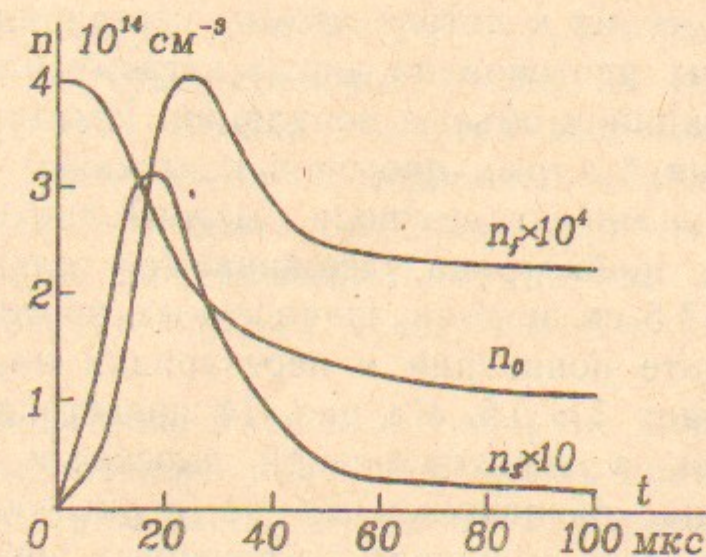


Рис. 13. Расчетные зависимости плотностей водорода, медленных ионов и быстрых протонов для электронной температуры  $T_e = 5 \text{ эВ}$ .



0,5 мкс после начала импульса пучка при достижении плотности плазмы  $n_s \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . В результате развития лавины происходит быстрое выгорание водорода за время  $\sim 1,5$  мкс, а образующаяся плотная теплая плазма за время жизни  $\sim 3$  мкс позволяет накопить популяцию быстрых протонов с плотностью  $n_f \sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . В дальнейшем, после вытекания теплой плазмы, происходит дополнительное накопление быстрых протонов за счет захвата на долгоживущей протонно-горячей плазме.

На рис. 13 приведены зависимости  $n_0(t)$ ,  $n_s(t)$  и  $n_f(t)$ , рассчитанные для электронной температуры  $T_e = 5$  эВ. В этом случае вследствие малой скорости ионизации водорода электронами  $\langle \sigma_e v_e \rangle \approx 1,4 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$  электронная лавина в мишени не развивается. Максимальная плотность теплой плазмы составляет  $n_s \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а плотность протонно-горячей плазмы не превышает  $n_f \approx 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  из-за значительной скорости перезарядки протонов на невыгоревшем водороде.

Экспериментальные результаты, полученные при поперечной инжекции пучка, в общих чертах соответствуют приведенным модельным рассуждениям. Представленная на рис. 8 экспериментальная зависимость плотности теплой плазмы от времени свидетельствует о развитии ионизационной лавины в водородной мишени. Создание популяции быстрых протонов подтверждается измерениями диамагнетизма и потока атомов перезарядки. Для оценки плотности быстрых протонов по диамагнетизму плазмы необходимо определить величину объема популяции. Рассмотрение траекторий образующихся быстрых протонов показывает, что вследствие радиального спада магнитного поля быстрые протоны в экваториальной плоскости пробкотрона удерживаются только внутри круга диаметром  $2R_f \approx 7,5$  см и доля захваченных протонов, образовавшихся в результате ионизации и перезарядки на теплой плазме, составляет величину  $\delta \approx 0,5$ . На рис. 14 представлены траектории быстрых протонов в экваториальной плоскости для различных точек образования, расположенных на перпендикулярной пучку оси, и указана область рождения захваченных протонов. Продольный размер популяции быстрых протонов определяется шириной пучка вдоль магнитного поля  $L_b = 2$  см, и, в результате, объем популяции быстрых протонов оценивается величиной  $v \approx \pi R_f^2 L_b \approx 80 \text{ см}^3$ . Для плотности быстрых протонов имеем оценку  $n_f \approx Q/VE_b \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , где  $Q$  — энергосодержание популяции быстрых протонов, полученное на основе диамагнитных измерений. Плотность быстрых протонов можно также определить по измерен-

ным величинам ослабления пучка  $\alpha$  и времени жизни быстрых протонов,  $\tau_f$ . В этом случае плотность популяции быстрых прото-

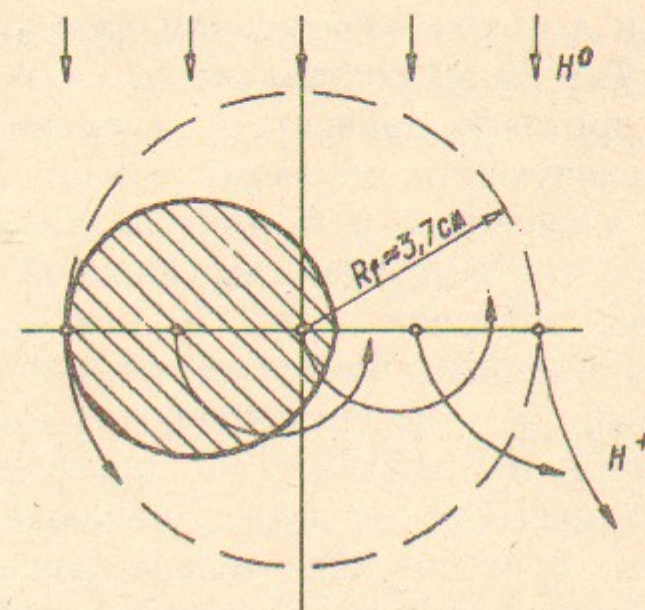


Рис. 14. Траектории быстрых протонов в экваториальной плоскости пробкотрона. Область рождения захваченных протонов заштрихована.

нов, создаваемой инжекцией пучка быстрых атомов с полным потоком, оценивается следующим образом:

$$n_f \approx \frac{\alpha \delta (\sigma_i + \langle \sigma_e v_e \rangle / v_b) I \tau_f}{(\sigma_i + \sigma_{ch} + \langle \sigma_e v_e \rangle / v_b) V} \approx 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}.$$

Множитель  $(\sigma_i + \langle \sigma_e v_e \rangle / v_b) / (\sigma_i + \sigma_{ch} + \langle \sigma_e v_e \rangle / v_b) \approx 0,3$  соответствует образованию быстрых протонов только за счет ионизации и, следовательно, данная оценка является минимальной, поскольку перезарядка быстрых атомов на медленных ионах также приводит к образованию быстрых протонов. Таким образом, проведенные на основе независимых экспериментальных данных оценки плотности быстрых протонов согласуются между собой и результатами численных расчетов.

Снижение магнитного поля в пробкотроне должно приводить к увеличению ларморовского радиуса быстрых протонов и, следовательно, к уменьшению захвата протонов и снижению плотности популяции быстрых протонов. Снижение плотности популяции быстрых протонов замедляет развитие ионизационной лавины, чем объясняется представленная на рис. 9 зависимость плотности теплой плазмы от магнитного поля. Экспериментально определенное время распада популяции быстрых протонов  $\tau_f \approx 70$  мкс может быть объяснено классическими процессами кулоновского торможения.



ния протонов на электронах и перезарядки. Время торможения быстрых протонов на электронах для усредненных по траекториям быстрых протонов величин электронной плотности и температуры  $n_e \simeq 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e \simeq 30 \text{ эВ}$  составляет  $\tau_{ie} \simeq 170 \text{ мкс}$ . Полное время жизни быстрых протонов зависит от времени торможения  $\tau_{ie}$  и перезарядки  $\tau_{ch}$  следующим образом:  $\tau_f = \tau_{ie}\tau_{ch}/(\tau_{ie} + \tau_{ch})$ . Отсюда для приведенных значений  $\tau_f$  и  $\tau_{ie}$  получим  $\tau_{ch} \simeq 120 \text{ мкс}$ . Полученная величина  $\tau_{ch}$  соответствует усредненной вдоль траекторий плотности атомов водорода  $n_0 \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , что существенно меньше плотности водорода, напускаемого в ловушку.

Использованный в экспериментах аксиально-симметричный пробкотрон является неустойчивым по отношению к желобковым возмущениям плазмы. Тем не менее, наблюдаемое время жизни популяции быстрых протонов значительно превышает время развития желобковой неустойчивости. Возможно, этот факт объясняется тем, что траектории быстрых частиц охватывают ось пробкотрона и желобковая неустойчивость стабилизируется вследствие высокой частоты обращения быстрых протонов вокруг оси. Для теплой плазмы желобковые возмущения не опасны, поскольку время вытекания плазмы из ловушки сравнимо с обратным инкрементом развития неустойчивости.

Дальнейшее развитие проведенных экспериментов, по нашему мнению, состоит в создании квазистационарной протонно-горячей плазмы. Для создания такой плазмы следует использовать перпендикулярную или наклонную ихжекцию сфокусированного квазистационарного пучка быстрых атомов в пробкотрон объемом  $\sim 10^3 \text{ см}^3$  с импульсным напуском газа для получения мишенной плазмы. Помимо напуска водорода представляется целесообразным использовать напуск гелия, поскольку у гелия отношение сечений обдирки и перезарядки быстрых атомов больше, чем у водорода, и, кроме того, в атоме гелия в отличие от молекулы и атома водорода отсутствуют низколежащие энергетические уровни, поэтому можно надеяться на достижение достаточно высокой электронной температуры мишенной плазмы при умеренной плотности потока быстрых атомов. Представляет интерес также экспериментальное исследование условий создания мишенной плазмы при напуске газа в обычный пробкотрон с инжекцией. Расчеты, выполненные на основе приведенной в данной работе модельной системы уравнений, подтверждают возможность создания мишенной плазмы при напуске водорода в концевой пробкотрон установки АМБАЛ-М [10]. Создание мишенной плазмы при инжекции

пучков быстрых атомов в заполненный газом пробкотрон экспериментально осуществлялось на установке ТМХ [11].

Авторы выражают благодарность Г.И. Димову за предоставленную возможность проведения работы, Ю.В. Коваленко, В.Я. Савкину и Ю.И. Шевченко за помощь в подготовке экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Simonen T.S. et al.* Summary of TMX-U Results: 1984, LLNR, Livermore, CA, UCID—20274, 1984.
2. *Post R.S., Brau K., Golovato S. et al.* Nuclear Fusion, 1987, v.27, p.217.
3. *Ichimura M., Inutake M., Adachi S. et al.* Nuclear Fusion, 1988, v.28, p.799.
4. *Давыденко В.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я.* ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 1984, № 3, с.3.
5. *Димов Г.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я.* ПТЭ, 1977, № 4, с.29.
6. *Давыденко В.И., Иванов А.А., Кабанцев А.А., Росляков Г.В., Федотов М.Т., Шульженко Г.И.* Диагностика плазмы: сб. статей, вып.5. М.: Энергоатомиздат, 1986, с.147.
7. *Гилев Е.А., Давыденко В.И., Росляков Г.В., Соколов В.Г., Тимошин И.Я.* Физика плазмы, 1985, т.11, с.1502.
8. *Marx K.D.* Physics of Fluids, 1970, v.13, p.1355.
9. *Трубников Б.А.* Вопросы теории плазмы. Вып. 1, М., 1963.
10. *Димов Г.И., Лысянский П.Б.* Препринт ИЯФ 86-102, Новосибирск, 1986.
11. *TMX Group.* Summary of Results from the Tandem Mirror Experiment (TMX), LLNL, Livermore, CA, UCLR-53120, 1981.



*В.И. Давыденко, Г.И. Шульженко*

**Эксперименты по созданию  
мишенной плазмы при инъекции  
интенсивного пучка быстрых атомов  
в открытую ловушку с напуском водорода**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

---

Работа поступила 12 октября 1989 г.  
Подписано в печать 18.10 1989 г. МН 10420.  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,1 печ.л., 1,8 уч.-изд.л.  
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 134

---

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротаприте Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*