

УДК 533.916.03 : 621.039.61

© 1993 г. ГИЛЕВ Е. А., ДИМОВ Г. И., КАБАНЦЕВ А. А.,
СОКОЛОВ В. Г., ТАСКАЕВ С. Ю.

ИОННО-ГОРЯЧАЯ ПЛАЗМА В КВАДРУПОЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ

При заполнении пробкотрона Амбал-Ю плазмой из квазистационарного газоразрядного источника без использования дополнительных методов нагрева получена горячая плазма с плотностью $n \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, температурой ионов $T_i \sim 1 \text{ кэВ}$, температурой электронов $T_e \geq 50 \text{ эВ}$, параметром $\beta \approx 6\%$. При работе на дейтерии выход термоядерных нейтронов составил в этом случае $\sim 10^6$ нейтронов/с. При инжекции в полученную плазму атомарных пучков водорода ($E \approx 17 \text{ кэВ}$, $I \approx 100 \text{ экв. А}$, захват $\approx 5\%$) образуется популяция ультрагорячих ионов со средней энергией 5 кэВ в объеме 4 л. Усредненная по всему объему плотность этой популяции растет в течение всей длительности инжекции (200 мкс) и превышает к концу уровень $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

1. Введение

Одной из важнейших задач исследований по физике УТС является получение стационарной ионно-горячей плазмы с температурой ионов в диапазоне десятков килоэлектронвольт. В открытых магнитных ловушках на начальном этапе предусматривается создание плазменной мишени со сравнительно умеренными параметрами, на которой впоследствии происходит захват высокоэнергетичных интенсивных атомарных пучков. При использовании в качестве такой мишени плазменных струй из газоразрядных дуговых источников [1] получаемая плазменная мишень характеризуется обычно следующими параметрами: температура $T_i \approx T_e \sim 10 \text{ эВ}$, плотность $n \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$, потоковая скорость $v \sim v_T$ (v_T — тепловая скорость ионов).

Высокая электронная теплопроводность вдоль силовых линий магнитного поля не позволяет иметь значительного перепада в T_e между местом инжекции пучков и газоразрядным источником, а в самом разряде T_e слабо зависит от выделяемой мощности и поэтому практически фиксированна. Такая низкая электронная температура мишени плазмы принципиально ограничивает энергетическое время жизни образующихся горячих ионов, не позволяя тем самым стационарно поддерживать достаточную их плотность.

Как было продемонстрировано в [2], ситуация с T_e радикально изменяется при наличии потенциального термобарьера для электронов, образующегося между собственно ловушкой и плазменным источником.

На рис. 1 приведены продольное распределение магнитного поля и соответствующие ему распределения плотности и потенциала плазменной струи, полученные в установке Амбал-ЮМ [2]. Видно, что в области входной пробки образуется потенциальный барьер для электронов, позволяющий существенно уменьшить электронный теплоперенос.

Специфическим свойством описываемой плазменной струи является развитие в ней при транспортировке в магнитном поле неустойчивости Кельвина — Гельмгольца (НКГ) [3]. Природа этой неустойчивости связана с дифференциальным вращением плазмы в скрещенных магнитном и электрическом полях. Поперечное электрическое поле порождается выносимым в плазменную струю (вследствие

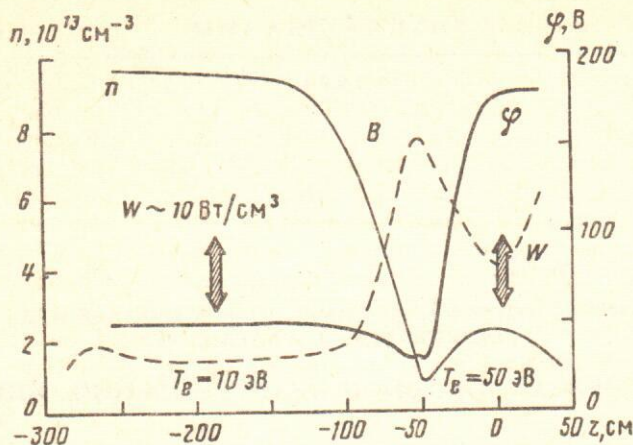


Рис. 1. Термобарьер, реализуемый на установке Амбал-ИОМ. Зависимости магнитного поля (отн. ед), плотности и потенциала плазмы вдоль оси установки

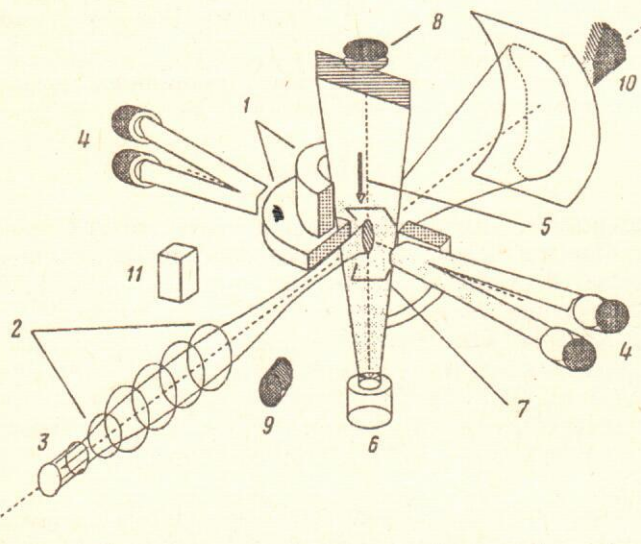


Рис. 2. Схема установки Амбал-ИОМ: 1 — катушки магнитного поля пробкотрона типа «Инь-Янь», 2 — транспортирующий соленоид, 3 — источник плазмы, 4 — атомарные инжектора СТАРТ-2, 5 — ленгмюровский тройной зонд, 6 — система диагностики по ослаблению нейтрального пучка, 7 — диамагнитная петля, 8 — регистрация излучения H_{α} , 9 — болометр, 10 — энергоанализатор вылетающих ионов, 11 — детектор нейтронов

замагниченности электронного компонента) анодным падением напряжения на разряде. Развитие НКГ сопровождается возбуждением в плазменной струе низкочастотных ($\omega \ll \omega_{ce}$) электростатических волн, распространяющихся поперек магнитного поля с фазовой скоростью $\omega/k \leq v_T$. В сочетании такого потенциального поля волнового пакета и внешнего магнитного поля возникает «броуновское» движение ионов в пространстве скоростей, приводящее к их стохастическому нагреву [4].

В аналогичных экспериментальных условиях, описанных в [5], плотность мощности, выделяемая электрическими полями НКГ в ионный компонент, составляла величину масштаба 10 Вт/см^3 . В отсутствие определенного выше потенциального барьера для электронов этой мощности хватало для нагрева ионов до

температуры $T_i \approx 50$ эВ, которая ограничивалась теплообменом с холодными термостатированными электронами. Наличие же термобарьера приводит к уменьшению коэффициента электронной теплопроводности примерно в $\exp(e\varphi/T_e) \sim 10$ раз (см. рис. 1), что при том же потоке мощности должно сопровождаться ростом T_e в ловушке в $10^{2/3} \approx 5$ раз. Это и было продемонстрировано в экспериментах [2].

Поскольку равновесное значение температуры ионов определяется скоростью их обмена энергией с электронами, то с ростом T_e в 5 раз можно ожидать увеличения T_i на порядок ($T_i \propto \tau_e \propto T_e^{3/2}$).

Таким образом, развитие НКГ при наличии термобарьера позволяет получать из квазистационарных газоразрядных источников плазму с температурой ионов «кэвного» диапазона без применения дополнительных методов нагрева. Использование такой плазмы в качестве мишени для интенсивных атомарных пучков коренным образом облегчает переход к квазистационарному режиму, так как время жизни захваченной горячей популяции ионов не будет определяться торможением на холодных электронах, а лимитируется естественными для пробкотронов временами рассеяния в конус потерь и жизни по перезарядке на атомарных пучках и остаточном газе.

Изложение материала дается в следующей последовательности: разд. 2 содержит краткое описание экспериментальной установки и использованной в данных экспериментах диагностической аппаратуры; в разд. 3 представлены результаты экспериментов по получению горячей плазмы в пробкотроне с помощью газоразрядного источника плазмы; разд. 4 посвящен экспериментам по инжекции интенсивных атомарных пучков в горячую мишенную плазму; в разд. 5 делается сравнение полученных экспериментальных данных с оценками по изложенной выше модели, здесь же приводятся результаты работы по дальнейшему повышению температуры ионов и регистрации нейтронного выхода при работе источника плазмы на дейтерии; в Заключение формулируются полученные в настоящей работе результаты.

2. Схема экспериментальной установки

На рис. 2 приведена принципиальная схема установки Амбал-ЮМ [2]. Установка состоит из плазменной ловушки, представляющей собой квадрупольный пробкотрон типа «Инь-Янь» с абсолютным «min-B» и пробочным отношением 2. Магнитное поле в пробке — до 1,3 Тл. Источник газоразрядной плазмы 3 (см. [1]) помещается на продольной оси ловушки за одной из магнитных пробок. Плазменная струя из источника транспортируется через соленоид 2 с однородным полем величиной $\sim 0,25$ Тл. В центральную область пробкотрона перпендикулярно оси осуществляется инжекция атомарных пучков [6]. На рис. 2 также представлены некоторые средства диагностики, используемые в данной работе.

Для определения размеров мишенной плазмы, контроля плотности и электронной температуры в центре пробкотрона использовался подвижный ленгмюровский тройной зонд 5. Для измерения линейной плотности плазмы в медианной плоскости ловушки применялась система многохордового зондирования атомарным диагностическим пучком 6. По результатам этой методики были скорректированы показания зонда. Для измерения диамагнитного сигнала в центре пробкотрона имеется петля 7 специальной формы, позволяющая беспрепятственно вести инжекцию атомарных пучков и обладающая минимальной чувствительностью к токам, текущим вдоль плазменной струи [6]. Многоканальная система регистрации излучения плазмы на линии H_α 8 применялась для контроля размеров плазмы и электронной температуры [7, 2]. Температура ионов плазмы измерялась по доплеровскому уширению излучения атомов перезарядки в линии H_α . Изображение плазменного шнура системой объективов переносилось на входную щель монохроматора МДР-2, на выходе прибора контур линии H_α (656,3 нм) регистрировался с помощью оптического коллектора комплектом ФЭУ. Оптический коллектор

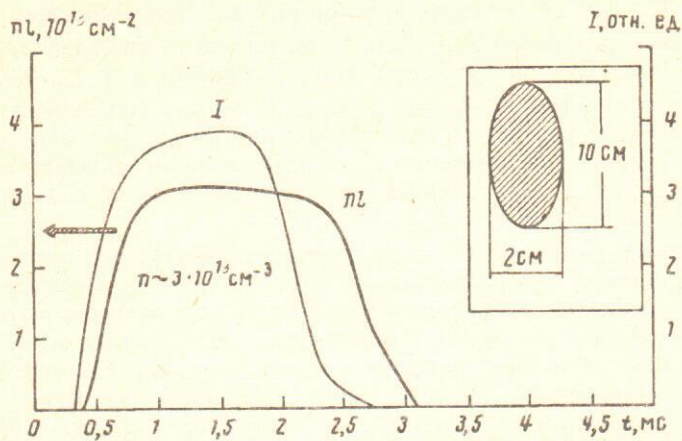


Рис. 3. Временные зависимости тока дугового разряда источника и линейной плотности плазмы в центре ловушки. На вставке показано сечение плазмы в медианной плоскости (на уровне $1/2$)

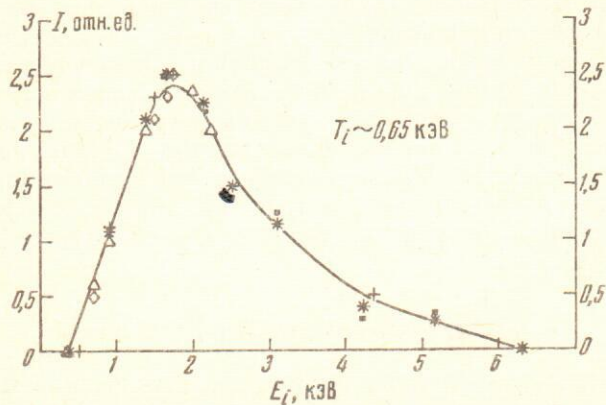


Рис. 4. Энергетический спектр ионов в плазмприемнике (разные значки относятся к разным сериям измерений)

был склеен из отдельных волокон аналогично [8] и обеспечивал разрешение 0,12 нм/канал, что позволяло иметь точность 10% при измерении температуры ионов водородной плазмы в диапазоне 0,5–1,0 кэВ. В торцевом приемнике плазмы располагался магнитный электроанализатор вылетающих ионов 10. Электропитание магнита энергоанализатора обеспечивало измерение энергии протонов до 6 кэВ.

3. Получение ионно-горячей плазмы из газоразрядного источника

Временная зависимость линейной плотности плазмы в центре пробкотрона, измеренная по ослаблению диагностического пучка [2], приведена на рис. 3. Характерное значение $\langle nl \rangle \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Размер струи по длине пучка, определенный с помощью зонда, составил 10 см на полувысоте. Поэтому в описываемых экспериментах плотность плазмы в центре $\langle n \rangle \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Ионная температура в ловушке определялась на основе анализа энергетического спектра ионов, вылетающих вдоль магнитных силовых линий в торцевой приемник, а также по доплеровскому уширению линии H_{α} атомов перезарядки.

Энергетический спектр ионов снимался 90-градусным магнитным анализатором [9]. Размеры входной апертуры и коллекторов позволяли измерять энергию

ионов с разрешением 20%. На рис. 4 показана зависимость тока на коллектор от энергии ионов. Измеряемый ток $I = \int v f(v) dv$, где $f(v)$ — функция распределения ионов по скоростям в области плазмоприемника (расширителя). При газодинамическом режиме истечения плазмы из ловушки средняя энергия ионов в расширителе связана с их температурой в пробкотроне соотношением $\bar{E} = 5/2 T_i (T_e \ll T_i)$. Для адиабатического же расширения $\bar{E} = 2 T_i$.

В описываемом эксперименте реализуется переходный режим течения. Поэтому, выбирая коэффициент $5/2$, получаем оценку температуры ионов снизу: $T_i \geq 650$ эВ (см. спектр, приведенный на рис. 4).

Температура ионов измерялась также по доплеровскому уширению линии H_α в спектре излучения атомов перезарядки. При максвелловском виде функции распределения излучающих атомов по скоростям указанная спектральная линия имеет гауссову форму с шириной

$$(2\Delta\lambda)_{1/2} [\text{нм}] = 0,05 \sqrt{T_i [\text{эВ}]}.$$

Форма записи подчеркивает, что берется полная ширина линии на половине высоты контура. Помимо доплеровского существует ряд других механизмов уширения линии H_α в плазме [10]. Для параметров Амбал-ЮМ [2] величина штарковского уширения не превышает 0,1 нм. Зеемановское расщепление в магнитном поле ловушки — меньше 0,03 нм. Из приведенных оценок видно, что в нашем случае при температуре ионов $T_i > 10$ эВ доплеровское уширение линии H_α оказывается преобладающим, и измеренное уширение этой линии можно уверенно использовать для определения ионной температуры.

На рис. 5 представлены результаты измерения уширения спектральной линии H_α и аппаратная функция измерительного тракта (входная щель, МДР-2, оптический коллектор, ФЭУ) при засветке входной щели спектрометрической водородной лампой (ДВС-25). Относительная калибровка каналов проводилась модулированным механическим прерывателем излучением водородной лампы и гелий-неонового лазера. При калибровке засвечивался в основном один канал, в двух соседних каналах величина сигнала с учетом калибровки не превышала 10% и учитывалась при обработке результатов.

Конструктивные особенности установки не позволили применить светосильную регистрирующую аппаратуру и сделать измерения ионной температуры по нескольким хордам. Чувствительность аппаратуры позволяла фиксировать лишь профиль линии H_α в излучении, идущем из центральной области ловушки, поэтому получаемая после обработки спектрограмм величина T_i характеризует лишь некоторую среднюю температуру ионов в ловушке (с учетом близкого к однородному распределения в плазме плотности быстрых нейтралов перезарядки).

Экспериментально полученный контур линии имеет «горячее» крыло гауссового вида, обусловленное температурой плазмы, и «холодный» центральный пик, получаемый высвечиванием франк-кондоновских атомов на периферии плазмы. Контур линии имеет симметричную относительно центра форму, что подтверждается измерениями с выставкой холодного пика на второй канал коллектора. Температура ионов водорода определялась по горячему крылу путем сравнения с модельным гауссовым профилем. Типичная получаемая величина температуры ионов $T_i \sim 650$ эВ.

При температуре ионов порядка килоэлектронвольта и плотности $n \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ время «максвеллизации» функции распределения ионов по скоростям составляет ~ 2 мс. Это время сравнимо со временем существования плазмы в ловушке. Возникает вопрос о том, не является ли хорошая гауссова форма контура линии H_α артефактом. Однако при стохастическом нагреве заряженных частиц в потенциальном поле волнового пакета даже в отсутствие хаотизирующего влияния столкновений между частицами или пространственной некогерентности электри-

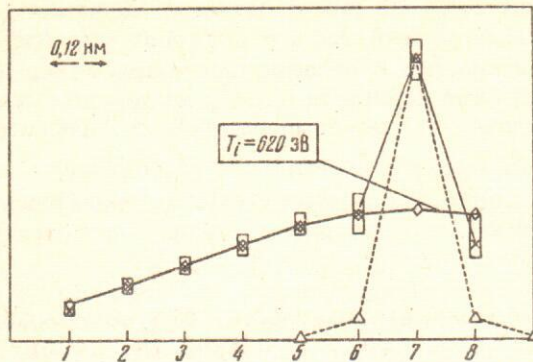


Рис. 5. Доплеровские измерения ионной температуры. Восстановленный контур линии H_{α} (пунктир), 2 — аппаратная функция системы регистрации (штриховая линия), 3 — вписанный гауссов профиль (сплошная линия). Цифры 1—8 — каналы системы регистрации; ширина одного канала $\Delta\lambda = 0,12$ нм; 7-й канал выставлен на линию H_{α} (656,3 нм)

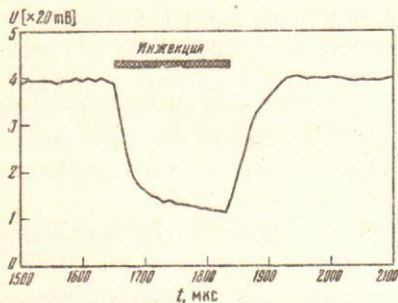


Рис. 6. Диамагнитный сигнал при работе пучков

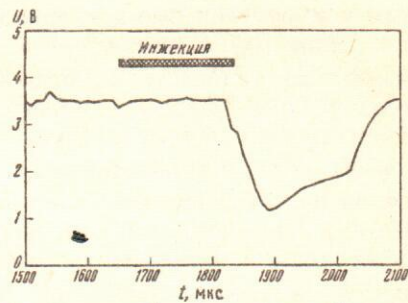


Рис. 7. Сигнал с болометра при работе пучков (отрицательная полярность)

ческого поля пространственная неоднородность магнитного поля в ловушке ведет к максвеллизации функции распределения захваченных частиц по v_{\perp} в процессе самого нагрева, т. е. имеет место так называемое «магнитное перемешивание» или «термализация» стохастически ускоренных частиц [11].

В полученной плазме $T_i \gg T_e$ и давление плазмы определяется в основном ионами. Для центра пробкотрона параметр $\beta \approx 6\%$.

Конструкция использованного в данных экспериментах источника плазмы позволяла изменить знак радиального электрического поля, выносимого в плазменную струю [12]. В этом случае развития НКГ не происходит, и, как следствие, отсутствует стохастический нагрев ионов [5]. Эксперименты, проведенные с таким режимом работы источника на установке Амбал-ЮМ, также показали отсутствие нагрева ионов. При этом плотность плазмы в центре ловушки несколько уменьшилась (нет захвата в ловушку проточной плазмы путем накачки v_{\perp} на НКГ) до значений $n \sim 10^{13}$ см $^{-3}$, торцевой энергоанализатор ионов с нижним порогом 250 эВ не зафиксировал каких-либо быстрых частиц, доплеровский контур линии H_{α} остался в границах аппаратной функции системы регистрации $T_i < 25$ эВ.

4. Нейтральная инжекция в горячую мишенную плазму

В медианной плоскости ловушки сечение плазменной струи имеет вид эллипса с размерами по осям 2 и 10 см (меньшая ось по направлению инжекции, см. рис. 2, 3). Средняя плотность плазмы в струе $n \approx 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. Следовательно,

толщина мишени для пучков $\langle nl \rangle \approx 0,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Это соответствует захвату пучков на уровне $\approx 5\%$, что подтверждается прямыми измерениями ослабления основных атомарных пучков. В экспериментах с такой «тонкой» мишенью уравнение баланса частиц при работе атомарных пучков имеет следующий вид:

$$\frac{dn_h}{dt} = \frac{(\overline{\sigma}_i v + \overline{\sigma}_x v) nl_i f I}{v_b e v_h} + \frac{\overline{\sigma}_i v nl_i f_h I}{v_b e V_h} - \frac{n_h}{\tau},$$

где n_h — плотность захваченных горячих ионов; σ_i и σ_x — сечения ионизации и перезарядки; v_b и v — скорость атомов пучка и относительная скорость пучков — частица соответственно; f — фактор захвата пучка, усредненный по полному сечению плазмы; nl_i — толщина мишени плазмы; I — эквивалентный ток пучка; nl_h — толщина захваченной горячей плазмы; V_h — полный объем захваченной горячей плазмы; τ — время жизни горячей плазмы с учетом всех механизмов потерь.

В приведенном уравнении первое слагаемое отражает захват пучка на мишени плазме в результате ионизации и перезарядки, второе — ионизацию пучка на захваченных горячих ионах (перезарядка не меняет количества быстрых ионов), третье — потери.

В нашем случае $T_e \geq 50 \text{ эВ}$ [2], $T_i \approx 650 \text{ эВ}$, энергия инжектируемых атомов $E_a \approx 17 \text{ кэВ}$. Доминирующим процессом при таких параметрах будет перезарядка пучка на мишени плазме [13]. В описываемом эксперименте $nl_i f_h \leq nl_i f$. Значит, в уравнении баланса частиц вторым слагаемым можно пренебречь. Для режима работы, когда время жизни горячих ионов не лимитируется потерями по перезарядке на остаточном газе, а определяется торможением на электронах и последующим рассеянием в конус потерь, имеет зависимость $\tau \propto n_i^{-1}$. Как следствие, максимальная накопленная плотность горячих ионов не зависит от плотности мишени плазмы (напомним, что $n_i \gg n_h$). Если в процессе накопления горячих частиц происходит подъем электронной температуры, то соответственно будет возрастать и время жизни горячих ионов ($\tau_{dr} \propto T_e^{3/2}$). Как следствие, со временем будет увеличиваться плотность накопленной горячей плазмы. Этот рост плотности прекратится, когда процессы рассеяния или перезарядки станут доминирующими.

На рис. 6 приведен сигнал с диамагнитной петли. Несмотря на специальную форму петли, не удалось полностью избежать влияния электрических токов, текущих по плазменной струе [6, 14]. По этой причине физически информативной является только добавка в диамагнитный сигнал, образующаяся при инжекции пучков.

Из осциллограммы диамагнитного сигнала видно, что диамагнетизм растет в течение всего импульса инжекции ($\sim 200 \text{ мкс}$), хотя и с разными характерными временами. Такая сложная форма сигнала обусловлена следующим процессом. При инжекции атомарных пучков горячие ионы захватываются с питч-углами, близкими к $\pi/2$, и поэтому в начальный момент популяция горячей плазмы сосредоточена в основном в центре пробкотрона, непосредственно под диамагнитной петлей. На приведенной осциллограмме этой стадии накопления соответствуют первые 50 мкс от начала инжекции. В процессе накопления, в результате рассеяния, питч-угол изменяется и происходит заполнение всего пробкотрона горячими ионами, т. е. растет объем захваченной плазмы при неизменном токе захвата, с чем и связано уменьшение скорости роста диамагнитного сигнала.

Рассеяние захваченных ионов в конус потерь (на угол $\pi/4$) с учетом торможения на электронах ($\tau_{dr} \approx 150 \text{ мкс}$ при $T_e \approx 50 \text{ эВ}$, $Z_{eff} \approx 2$) будет происходить за время $\tau_d \approx 260 \text{ мкс}$. Эта величина подтверждается появлением в этот момент сигнала от рассеянных ионов на болометре, который установлен в конусе потерь

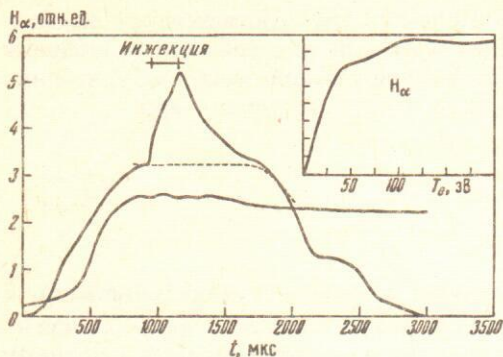


Рис. 8

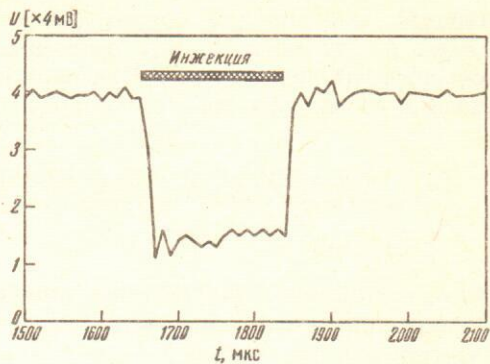


Рис. 9

Рис. 8. Интенсивность свечения плазмы на линии H_{α} . Жирная линия — с атомарными пучками, пунктирная — без пучков, тонкая — давление вблизи плазмы. На вставке — зависимость интенсивности свечения от электронной температуры

Рис. 9. Диамагнитный сигнал при захвате пучков на плазменной струе с обращенным электрическим полем

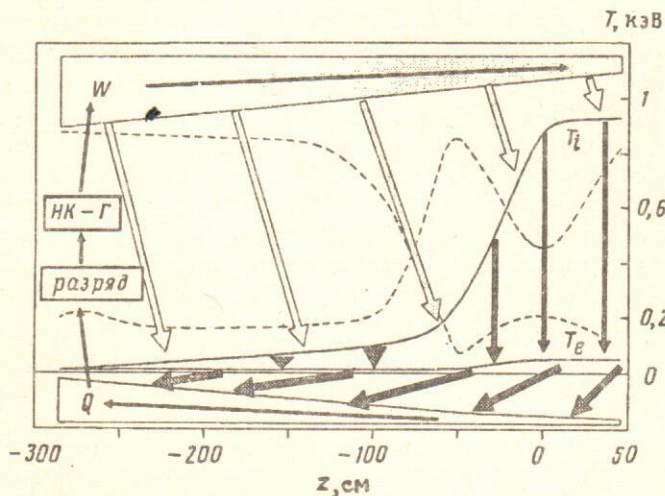


Рис. 10. Диаграмма энергобаланса. На графиках сплошными линиями показаны температуры ионов и электронов [кэВ], пунктирными — магнитное поле и плотность [отн. ед.]

под углом 22° к продольной оси ловушки (см. рис. 2). Осциллограмма этого сигнала, полученная при инъекции атомарных пучков, показана на рис. 7.

Оценку роста электронной температуры плазмы при работе пучков можно сделать из измерений интенсивности свечения линии H_{α} . На рис. 8 приведены осциллограммы интенсивности свечения плазмы на этой линии при инъекции и давления газа вблизи плазмы. Здесь же показана зависимость интенсивности свечения линии H_{α} от температуры электронов, рассчитанная аналогично с [2]. Начальный резкий рост интенсивности свечения связан с увеличением плотности нейтралов n_0 в плазме (появляются атомарные пучки), что еще раз подтверждает наше заключение о несущественности перезарядки на «холодных» атомах. Затем наблюдается плавное нарастание сигнала при неизменной плотности n_0 , что естественно объяснить ростом электронной температуры при передаче энергии от захваченных ионов электронам. Эта величина прироста температуры электронов

оценивается в 30—35 эВ, так что значение T_e к концу импульса инжекции пучков достигает величины 80 эВ, что подтверждается также и зондовыми измерениями. Вычисленные по такой температуре электронов времена $\tau_{dr} \approx 300$ мкс и $\tau_d \approx 410$ мкс уже заметно превышают длительность инжекции.

Энергетический спектр захваченных ионов определялся из спектра атомов перезарядки, вылетающих под углом $\pi/2$ к продольной оси из центра ловушки [6]. Вычисленная по экспериментальному спектру средняя энергия ионов этой популяции $\langle E \rangle \approx 5$ кэВ. Концентрация «холодных» атомов водорода в плазме составляет $n_d \sim 10^9$ см⁻³, поэтому время жизни по перезарядке горячих ионов $\tau_{ex} \sim 10$ мс, что намного превышает время рассеяния в конус потерь.

Таким образом, перезарядные потери на «холодном» газе незначительны, и время жизни горячих ионов определяется рассеянием в конус потерь, причем в процессе накопления время рассеяния возрастает в результате роста электронной температуры. В итоге для демонстрации действительно квазистационарного режима накопления горячей плазмы и дальнейшего улучшения ее параметров при заданной мощности инжекции требуется существенное увеличение длительности работы инжекторов.

На рис. 9 приведен сигнал с диамагнитной петли при работе плазменной пушки в описанном выше режиме с обращением радиального электрического поля плазменной струи, когда отсутствуют механизмы образования термобарьера и нагрева электронной и ионной компонент.

В этом случае захват пучков происходит на холодной плазме. Величина диамагнетизма при работе пучков примерно в 6 раз меньше, чем при обычном включении пушки. Частично это объясняется меньшей плотностью плазменной струи. Резкие фронты нарастания и спада диамагнитного сигнала обусловлены малым временем жизни захваченных горячих ионов. Быстрое насыщение диамагнитного сигнала свидетельствует об отсутствии заметного увеличения T_e при инжекции атомарных пучков, что характерно для режима течения плазменной струи без термобарьера.

5. Обсуждение результатов. Эксперименты с дейтерием

В описываемой работе экспериментально продемонстрировано получение горячей плазмы при заполнении пробкотрона плазменной струей из квазистационарного газоразрядного источника. Происходящие при этом процессы трансформации энергии в плазме схематически представлены на рис. 10.

Дрейф в скрещенных Е×В полях преобразует малую часть энергии (~10%), выделяющейся в дуговом разряде, в энергию дифференциального вращения плазменного столба. Это вращение при определенных условиях оказывается неустойчивым. В результате развития НКГ происходит генерация электростатических волн и энергия вращения плазмы переходит в энергию волновых пакетов. Такие электростатические волны эффективно поглощаются ионным компонентом — реализуется режим стохастического нагрева ионов. Ионы на столкновениях передают свою энергию более холодным электронам, от которых она по каналу электронной теплопроводности частично возвращается в дуговой разряд, а частично выносится на плазмодриемник.

Полученные в пробкотроне параметры плазмы хорошо согласуются с оценками, проведенными на основании представленного выше механизма и опирающимися на эксперименты по формированию термобарьера для электронов [2] и результаты исследований процесса нагрева ионов на установке МАЛ [5]. Как было отмечено во Введении, увеличение температуры электронов в 5 раз (с 10 до 50 эВ) при условии сохранения прежней скорости обмена энергией между низкочастотными волнами, ионами и электронами должно сопровождаться ростом равновесного значения температуры ионов как минимум в 10 раз. Поток энергии, передаваемый от иона к электронам, выражается как

$$Q_{oi} = \frac{3m_e}{m_i} \frac{k}{\tau_e} (T_i - T_e),$$

где

$$\tau_e = \frac{3\sqrt{m_i} (kT_e)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} n \lambda e^4}.$$

Уменьшение плотности плазмы, как видно, также должно сказаться на увеличении равновесного значения T_i . Полученное в данном эксперименте значение $T_i \approx 650$ эВ соответствует росту температуры ионов примерно в 13 раз, как и прогнозировалось.

Одним из возможных путей дальнейшего повышения температуры ионов является увеличение в плазменной струе радиального электрического поля, порождающего НКГ и определяемого в основном геометрическим анодным падением в дуговом разряде ($\Delta\Phi_a \approx 120$ В). Этот подход представляется наиболее эффективным, поскольку мощность, идущая через НКГ на нагрев ионов, квадратично растет с ростом $\Delta\Phi_a$. Поэтому увеличение анодного падения в 2—3 раза способно привести к многократному повышению равновесного значения T_i в плазменной струе. Уже первая попытка увеличить анодное падение за счет геометрического фактора, связанного с сильным сжатием токового канала вблизи анода, привела к желаемым следствиям. В результате некоторого уменьшения площади кольцевого анода [1] полное падение напряжения на разряде возросло на 27% и достигло величины 190 В. При этом температура ионов плазмы в пробкотроне возросла в 1,5 раза и составила 930 эВ, что еще раз подтверждает обоснованность принятой нами модели. Измеренный профиль линии H_α для этого случая при работе источника плазмы на дейтерии приведен на рис. 11.

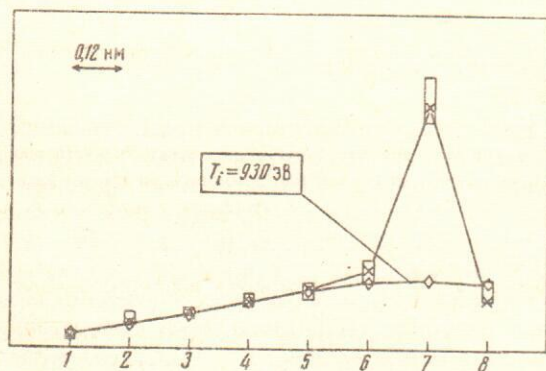
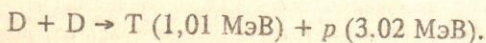
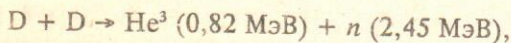


Рис. 11. Доплеровские измерения ионной температуры (обозначения аналогичны рис. 5). Изменена площадь анода в источнике плазмы. Работа на дейтерии

Еще раз отметим, что измеряемый профиль линии хорошо совпадает с гауссовым. Это говорит о том, что функция распределения ионов по поперечным скоростям имеет максвелловский вид. В случае работы на дейтерии в плазме идут известные ядерные реакции синтеза:



При температуре дейтонов $T \approx 1$ кэВ скорости указанных реакций

$\langle \sigma v \rangle = 1,5 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [15]. Полное количество нейтронов, получаемое за один рабочий импульс установки ($\tau \approx 2$ мс) в объеме пробкотрона, оценивается как

$$N \sim (n^2/2) \langle \sigma v \rangle V \tau \sim 10^5 \text{ шт.}$$

Для измерений этого нейтронного потока на установке Амбал-ЮМ вне вакуумной камеры был установлен детектор нейтронов (см. рис. 2), регистрирующий «высвечивание» протонов отдачи в полистироле. С учетом положения и эффективности детектора за один выстрел установки он должен был регистрировать 30—40 нейтронов, что полностью подтвердилось в эксперименте. Соответствующая статистика была набрана за 400 выстрелов работы на дейтерии. В качестве контрольного эксперимента была проведена серия выстрелов при работе источника плазмы на водороде. Параметры плазмы при этом фактически не изменились ($n \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_i \sim 1$ кэВ), а детектор регистрировал не более 1—2 импульсов за выстрел. Полученное соответствие между измеренным нейтронным потоком и его расчетным значением свидетельствует о хорошей достоверности измерений n , T_i и функции распределения ионов по скоростям.

6. Заключение

При заполнении открытой магнитной ловушки низкотемпературной плазмой из квазистационарного газоразрядного источника, расположенного на продольной оси ловушки за одной из магнитных пробок, без использования дополнительных методов нагрева была получена горячая плазма с плотностью $n \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, температурой ионов $T_i \sim 1$ кэВ, электронов $T_e \geq 50$ эВ и параметром $\beta \approx 6\%$.

При работе источника плазмы на дейтерии выход термоядерных нейтронов составил $\sim 10^8$ нейтронов/с.

Эта демонстрация возможности получения в геометрии открытых ловушек горячей и плотной плазмы с помощью низкотемпературных газоразрядных источников открывает принципиально новые подходы к проблеме получения стационарной горячей плазмы для различных физических и технологических исследований.

При инжекции в полученную плазму атомарных пучков водорода ($E \approx 17$ кэВ, $I \approx 100$ экв. А, захват $\approx 5\%$) образуется популяция ультрагорячих ионов со средней энергией 5 кэВ в объеме 4 л. Плотность этой популяции растет в течение всей длительности инжекции (200 мкс) и усредненная по объему превышает к концу уровень $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При этом перезарядные потери на «холодном» газе оказываются незначительными, а время жизни ультрагорячих ионов определяется временем их рассеяния в конус потерь. Последнее же превосходит длительность инжекции и еще более увеличивается в процессе накопления из-за дальнейшего роста температуры электронов. Для демонстрации действительно квазистационарного режима накопления, поддержания горячей плазмы и дальнейшего улучшения ее параметров при заданной мощности инжекции требуется существенное увеличение длительности работы инжекторов.

Авторы выражают благодарность А. В. Аржанникову за помощь в подготовке детектора нейтронов для эксперимента.

Список литературы

1. Димов Г. И., Иванов А. А., Росляков Г. В. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 58.
2. Димов Г. И., Кабанцев А. А., Кузьмин С. В. и др. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. С. 350.
3. Кабанцев А. А., Таскаев С. Ю. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 700.
4. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З. Введение в нелинейную физику. М.: Наука, 1988. Гл. 13.
5. Кабанцев А. А., Таскаев С. Ю. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 634.
6. Bender E. D., Chupriyanov V. E., Dimov G. I. et al. // Proc. of the Workshop held at Varenna, Italy, 15—24 October 1990. P. 157.
7. Белкин В. С., Соколов В. Г., Тимошин И. Я. // Тез. докл. V Всесоюз. совещания по диагностике высокотемпературной плазмы. Минск, 1990. С. 88.

8. Зиновьев А. И., Кржижановский Е. Р., Иванов А. А., Клесов В. В. Препринт № 90-20. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1990.
9. Давыденко В. И., Иванов А. А., Кабанцев А. А. и др. // Диагностика плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1986. Вып. 5. С. 147.
10. Гримм Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978.
11. Piri S. // Phys. Fluids. 1968. V. 11. P. 1745.
12. Кабанцев А. А. // Тр. Всесоюз. совещания по открытым ловушкам. М., 19—21 октября 1989. С. 32.
13. Лесняков Г. Г. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термояд. синтез. 1980. Вып. 1(5). С. 118.
14. Кабанцев А. А., Карлинер В. М., Соколов В. Г. и др. Препринт № 89-46. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1989.
15. NRL plasma formulary. Naval Research Laboratory. Washington, D. C. 20375.

Институт ядерной физики
им. Г. И. Будкера
СО РАН

Поступила в редакцию
12.02.1993