

## ПОЛУЧЕНИЕ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ В ПРОБОЧНОЙ ЛОВУШКЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГАЗОРАЗРЯДНОГО ДУГОВОГО ИСТОЧНИКА

Е.А.Гилев, Г.И.Димов, А.А.Кабаниев, В.Г.Соколов, С.Ю.Таскаев

*Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера*

*630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 13 апреля 1993 г.

При заполнении пробкотрона "АМБАЛ-ЮМ" плазмой из квазистационарного газообразного 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  $T_e \geq 50 \text{ эВ}$ .

Для получения в открытых магнитных ловушках стационарной горячей плазмы на начальном этапе предусматривается создание плазменной мишени [1] со сравнительно умеренными параметрами, на которой впоследствии происходит захват высокоэнергетичных атомарных пучков. При использовании в качестве такой мишени плазменных струй из газоразрядных дуговых источников [2] 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). Специфическим свойством описываемой плазменной струи является развитие в ней при транспортировке в магнитном поле неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (НКГ) [3]. В результате дрейфа в скрещенных магнитном и поперечном электрическом поле, порожденном выносом в плазменную струю анодным падением напряжения на разряде, часть энергии ( $\sim 10\%$ ), выделяющейся в дуговом разряде, преобразуется в энергию дифференциального вращения плазменного столба. Это вращение при определенных условиях неустойчиво и сопровождается возбуждением в плазменной струе низкочастотных ( $\omega < \omega_{ci}$ , где  $\omega_{ci}$  – ионная циклотронная частота) электростатических волн, распространяющихся поперек магнитного поля с фазовой скоростью  $\omega/k \leq V_T$ . Такие электростатические волны эффективно поглощаются ионным компонентом. Ионы при столкновениях передают свою энергию более холодным электронам, от которых она по каналу электронной теплопроводности частично возвращается в дуговой разряд, а частично выносится на плазмодиод. В наших условиях плотность мощности, выделяемая в ионный компонент, составляла величину масштаба  $10 \text{ Вт/см}^3$  и этой мощности хватало для нагрева ионов до температуры  $T_i \approx 50 \text{ эВ}$ , которая ограничивалась теплообменом с холодными термостатированными электронами.

Ситуация радикально изменяется при наличии потенциального термобарьера для электронов, образующегося между собственно ловушкой и плазменным источником. Создание в ловушке "АМБАЛ-ЮМ" термобарьера  $\varphi \sim 2T_e$  приводило к уменьшению коэффициента электронной теплопроводности примерно в  $\exp(e\varphi/T_e) \sim 10$  раз [4]. При том же потоке мощности это должно сопровождаться ростом  $T_e$  в ловушке в  $10^{2/3} \approx 5$  раз, что и было подтверждено измерениями электронной температуры по спектру рентгеновского излучения, снятому фотоэлектронным спектрометром (см. рис.1). 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 ( $T_i \propto \tau_e \propto T_e^{3/2}$ ). Для проверки этого обстоятельства были проведены описываемые эксперименты.

Температура ионов в ловушке измерялась по доплеровскому уширению излучения атомов перезарядки на линии  $H_\alpha$  (656,3 нм) [5]. Изображение плазменного шнура системой объективов переносилось на входную щель монохроматора МДР-2, на выходе которого контур линии  $H_\alpha$  регистрировался через оптический коллектор комплектом ФЭУ. Оптический коллектор обеспечивал разрешение 0,12 нм/канал, что позволяло иметь точность 10% при измерении температуры ионов водородной плазмы в диапазоне 0,5–1,0 кэВ. На рис. 2 представлены результаты измерения уширения спектральной линии  $H_\alpha$ . Для параметров ловушки величина штарковского уширения не превышает 0,1 нм, зеемановское расщепление в магнитном поле ловушки меньше 0,03 нм, откуда видно, что доплеровское уширение линии  $H_\alpha$  преобладает и его можно уверенно использовать для определения ионной температуры. Получаемая после обработки спектрограмм величина  $T_i$  характеризует лишь некоторую среднюю температуру ионов в ловушке. Экспериментально полученный контур линии имеет "горячее" крыло гауссового вида, обусловленное температурой плазмы, и "холодный" центральный пик, связанный с высвечиванием франк-кондоновских атомов на периферии плазмы. Контур линии имеет симметричную относительно центра форму. Температура ионов водорода определялась по "горячему" крылу путем сравнения с модельным гауссовым профилем. Типичная получаемая величина температуры ионов  $T_i \approx 620$  эВ.

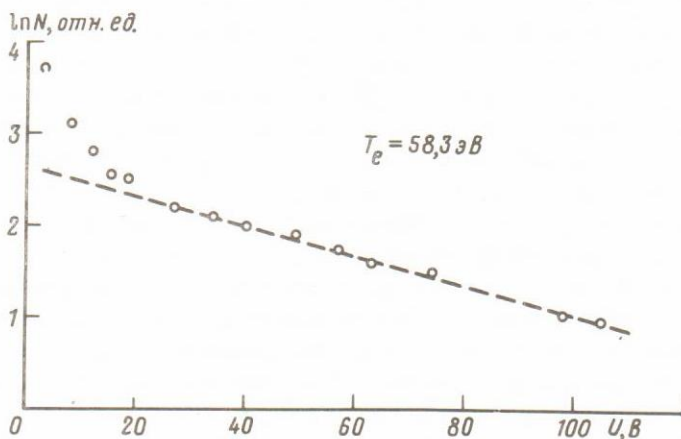


Рис. 1. Спектр рентгеновских фотоэлектронов в полулогарифмическом масштабе

Кроме этого, в торцевом приемнике плазмы располагался 90-градусный магнитный анализатор вылетающих ионов, регистрирующий ионы в диапазоне от 200 эВ до 6 кэВ с разрешением по энергии  $\approx 20\%$ . При газодинамическом режиме истечения плазмы из ловушки средняя энергия ионов в расширителе связана с их температурой в пробкотроне соотношением  $\bar{E} = 5/2 \cdot T_i$  ( $T_e \ll T_i$ ). Для адиабатического же расширения  $\bar{E} = 2T_i$ . В описываемом эксперименте реализуется переходный режим течения. Поэтому, выбирая коэффициент 5/2, получаем оценку температуры ионов снизу:  $T_i \geq 0,65$  кэВ (см. спектр,

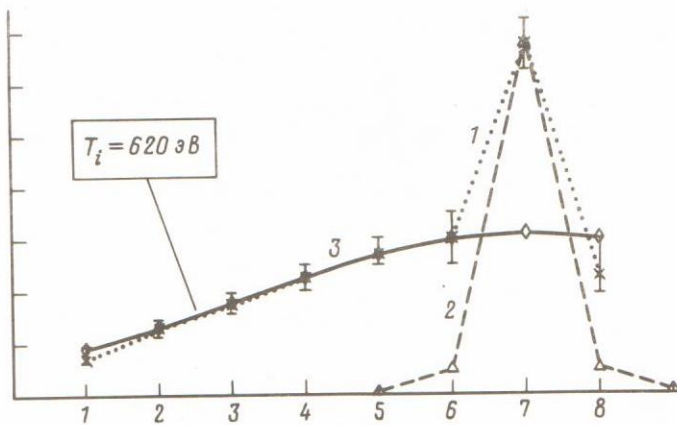


Рис.2. Результаты измерения уширения спектральной линии  $H_{\alpha}$ . Кривая 1 – восстановленный контур линии  $H_{\alpha}$ , 2 – аппаратная функция системы регистрации, 3 – вписанный гауссов профиль. (Цифры 1–8 – каналы системы регистрации, ширина одного канала  $\Delta\lambda = 0,12$  нм, 7-ой канал проходит по линии  $H_{\alpha}$  – 656,5 нм)

приведенный на рис.3).

Конструкция использованного в данных экспериментах источника плазмы позволяла изменить знак радиального электрического поля, выносимого в плазменную струю [6]. В этом случае развития НКГ не происходит и, как следствие, отсутствует стохастический нагрев ионов [7]. Эксперименты, проведенные с таким режимом работы источника, также показали отсутствие нагрева ионов. 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). В результате некоторого уменьшения площади кольцевого анода [2] полное падение напряжения на разряде возросло на 27%, при этом температура ионов дейтериевой плазмы в ловушке возросла в полтора раза и составила величину 930 эВ.

При работе на дейтерии в плазме идут известные ядерные реакции синтеза:



При температуре дейтронов  $T \approx 1$  кэВ скорости указанных реакций [8]  $\langle \sigma v \rangle \approx 1,5 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ . Полное количество нейтронов, получаемое за один рабочий импульс установки ( $\tau \approx 2$  мкс), в объеме пробкотрона оценивается как  $N \sim (n^2/2) \langle \sigma v \rangle V \tau \sim 10^5$  шт. Для регистрации нейтронов вне вакуумной камеры был установлен полистироловый сцинтилляционный детектор нейтронов. С учетом расположения и эффективности детектора за один выстрел установки он должен регистрировать  $30 \div 40$  нейтронов, что полностью подтвердилось в эксперименте. Соответствующая статистика была набрана за 400 выстрелов работы на дейтерии.

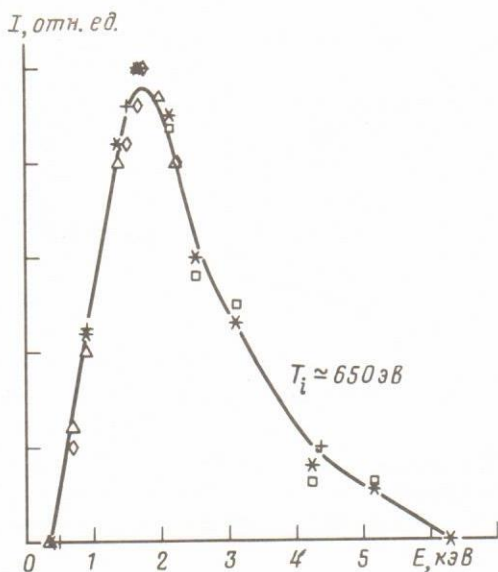


Рис.3. Энергетический спектр ионов в плазмоприемнике (разные значки относятся к разным сериям измерений)

Таким образом, развитие НКГ, при наличии термобарьера в ловушке, позволяет получать из квазистационарных газоразрядных источников плазму с плотностью в центре ловушки  $n \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , температурой ионов  $T_i \sim 1 \text{ кэВ}$ , электронов  $T_e \geq 50 \text{ эВ}$  без применения дополнительных методов нагрева. При работе источника плазмы на дейтерии выход термоядерных нейтронов составил  $\sim 10^8$  нейтронов/с. Использование такой плазмы в качестве мишени для интенсивных атомарных пучков коренным образом облегчает переход к квазистационарному режиму, так как при этом время жизни захваченной горячей популяции ионов не определяется торможением на холодных электронах, а ограничивается естественными для пробкотронов временами рассеяния в конус потерь и временем жизни по перезарядке на атомарных пучках и остаточном газе.

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

1. Г.И.Димов, ВАНГ, Сер. Термоядерный синтез **3**, 13 (1988).
2. Г.И.Димов, А.А.Иванов, Г.В.Росляков, Физика плазмы **8**, 970 (1982).
3. А.А.Кабанцев, С.Ю.Таскаев, Физика плазмы **16**, 700 (1990).
4. Г.И.Димов, А.А.Кабанцев, С.В.Кузьмин и др., Физика плазмы **19**, 350 (1993).
5. Е.А.Гилев, Г.И.Димов, А.А.Кабанцев и др., Препринт ИЯФ СО РАН 93-5, Новосибирск, 1993.
6. А.А.Кабанцев, Тр. всесоюзного совещания по открытым ловушкам, Москва, 19–21 октября 1989 г., с.32.
7. А.А.Кабанцев, С.Ю.Таскаев, Физика плазмы **18**, 635 (1992).
8. NRL plasma formulary. Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375.