

УДК 533.916.03:621.039.61

ГОРЯЧАЯ МИШЕННАЯ ПЛАЗМА ДЛЯ УТС

© 1993 г. Член-корреспондент РАН Г. И. Димов, Е. А. Гилев, А. А. Кабанцев,
В. Г. Соколов, С. Ю. Таскаев

Поступило 28.04.93 г.

Одной из важнейших задач исследований по физике УТС (управляемого термоядерного синтеза) является получение стационарной горячей плазмы с температурой ионов в диапазоне десятков килоэлектронвольт. Сценарий получения горячей плазмы в открытой магнитной ловушке на начальном этапе предусматривает создание в ней плазменной мишени, которая служит для захвата высокоэнергетичных ионов из интенсивных атомарных пучков (в результате перезарядки и ионизации атомов пучка на плазме) или ВЧ-излучения. Помимо основного требования на эффективное поглощение подводимой к плазме мощности, мишень не должна ограничивать время жизни горячей плазмы в ловушке.

Для заполнения открытой ловушки мишени плазмой используются дуговые газоразрядные источники [1], расположенные на торцах установок. Плазма из источника проникает в ловушку через магнитную пробку, двигаясь вдоль силовых линий в виде плазменной струи. Получаемая плазменная мишень характеризуется обычно низкой температурой ~ 10 эВ и плотностью $\sim 10^{14}$ см $^{-3}$.

Важной характеристикой мишени плазмы является температура электронов, определяющая как степень ионизации плазмы, так и энергетическое время жизни захватываемых горячих ионов. Для приведенных выше параметров плазменной мишени энергетическое время жизни горячих ионов определяется не рассеянием в конус потерь или перезарядкой на атомарных пучках и остаточном газе, а потерей энергии горячими ионами при столкновении с электронами и имеет величину ~ 10 мкс. Это время потери энергии пропорционально $T_e^{3/2}/n$. Горячие ионы эффективно отдают свою энергию электронам, но высокая электронная теплопроводность вдоль силовых линий магнитного поля на источник плазмы, где температура электронов практически фиксирована, не позволяет получить значительного увеличения электронной температуры в ловушке. Чтобы получить заметный прирост электронной

температуры и, соответственно, увеличить энергетическое время жизни горячих ионов требуется каким-то образом снизить мощность тепловых потерь по электронному каналу на дуговой источник.

В представленной работе удалось реализовать режим течения плазменной струи с термобарьером, позволяющим существенно уменьшить электронный теплоперенос.

Формирование термобарьера. В изотермическом случае при максвелловской функции распределения электронов профиль электростатического потенциала вдоль силовых линий магнитного поля описывается распределением Больцмана:

$$\varphi(z) = \varphi_0 + (T_e/e) \ln(n(z)/n_0). \quad (1)$$

Для образования потенциального барьера, разделяющего электроны по областям движения, достаточно создать локальный минимум плотности между ловушкой и плазменным источником. Возникающий при этом потенциальный горб для электронов будет эффективно снижать электронную теплопроводность вдоль плазменной струи в случае, если длина пробега электронов больше характерного пространственного масштаба потенциального горба.

Специфическим свойством примененной плазменной струи является развитие в ней при транспортировке в магнитном поле неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (НКГ) [2]. Природа этой неустойчивости связана с дифференциальным вращением плазмы в скрещенных магнитном и электрическом полях. Поперечное электрическое поле порождается выносимым в плазменную струю (вследствие замагниченности электронного компонента) анодным падением напряжения в газоразрядном источнике плазмы. Развитие НКГ сопровождается возбуждением в плазменной струе низкочастотных ($\omega < \omega_{ci}$) электростатических волн, распространяющихся поперек магнитного поля с фазовой скоростью $\omega/k \leq V_T$ (V_T – тепловая скорость ионов). При сочетании такого потенциального поля волнового пакета и внешнего магнитного поля возникает “броуновское” движение ионов в пространстве скоростей, приводящее к их стохастическому нагреву [3].

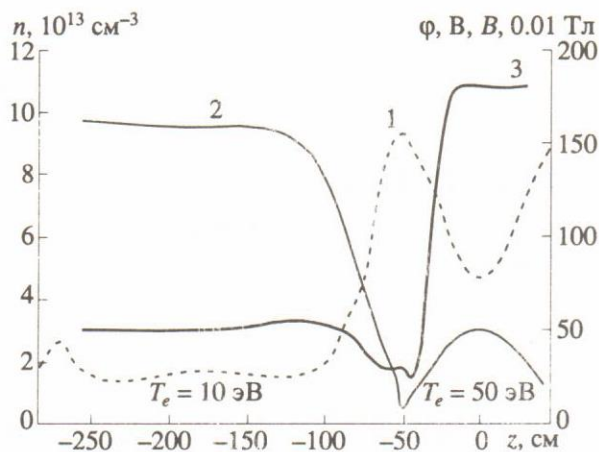


Рис. 1. Термобарьер, реализуемый на установке "АМБАЛ-Ю". Зависимости магнитного поля (1), плотности (2) и потенциала (3) плазмы вдоль оси установки.

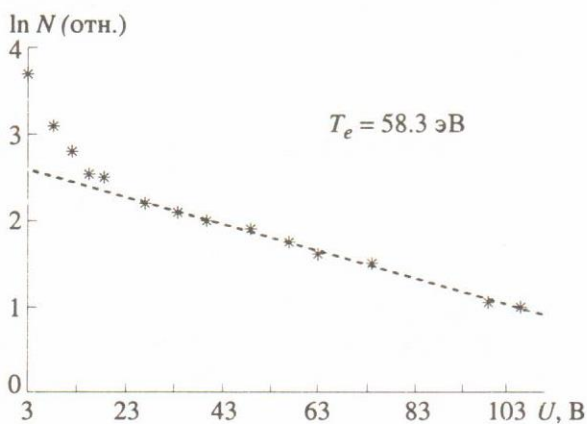


Рис. 2. Спектр фотоэлектронов, порождаемых рентгеновским излучением плазмы из центра ловушки, измеренный фотоэлектронным спектрометром.

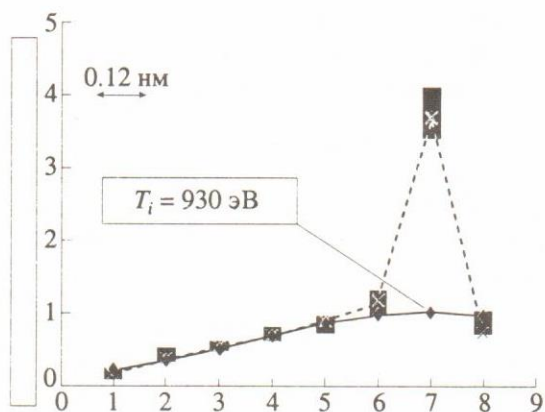


Рис. 3. Измерения ионной температуры по доплеровскому уширению линии H_{α} в спектре излучения атомов перезарядки. Штриховая линия – аппаратная функция системы регистрации; сплошная линия – вписанный гауссов профиль. 1 - 8 – каналы системы регистрации, ширина одного канала $\Delta\lambda = 0.12$ нм, 7-й канал выставлен на линию H_{α} (656.3 нм). Работа на дейтерии.

Термобарьер, реализованный в описываемых экспериментах, формировался следующим образом. В адиабатическом режиме течения плазменной струи в области увеличения ведущего магнитного поля (к пробке) анизотропное распределение ионов усиливается ($V_{\parallel} < V_{\perp}$), часть плазменного потока отражается и происходит уменьшение плотности струи. Последнее приводит к росту времени выравнивания температур T_{\perp} и T_{\parallel} , а сильная анизотропия ионов ($T_{\perp} \gg T_{\parallel}$), поддерживаемая продолжающейся накачкой энергии в T_{\perp} на НКГ, в свою очередь способствует дальнейшему уменьшению плотности. Таким образом, при достаточно быстром нарастании магнитного поля B вдоль движения плазменной струи ($|B/(dB/dz)| < \lambda_p$, где λ_p – длина релаксации температуры ионов по степеням свободы по течению) в области пробки образуется необходимый для формирования термобарьера минимум плотности. При этом радиальный перенос, индуцированный вращающимися низкочастотными полями, а также наличие в барьере максимума магнитного потенциала будут способствовать откачке из потенциального барьера захватываемых ионов [4].

Эксперименты проводили на установке "АМБАЛ-Ю" [5] – плазменной ловушке, представляющей собой квадрупольный пробкотрон с абсолютным "min-B" и пробочным отношением 2. Плазменная струя из источника, расположенного на продольной оси ловушки за одной из магнитных пробок, транспортируется через протяженный магнитный соленоид. На рис. 1 приведено распределение магнитного поля, плотности и потенциала плазменной струи вдоль продольной оси ловушки. Видно, что в области входной пробки ($z = -50$ см) образуется потенциальный барьер для электронов, который поддерживается в течение всего рабочего импульса источника (~ 2 мс).

Мишенная плазма в ловушке. Заполнение пробкотрона "АМБАЛ-Ю" плазмой из квазистационарного газоразрядного источника при реализации термобарьера во входной пробке приводит к получению в ловушке мишенной плазмы с плотностью $\sim 3 \times 10^{13}$ см $^{-3}$, температурой электронов более 50 эВ, температурой ионов ~ 1 кэВ, параметром $\beta \sim 6\%$. Для определения этих параметров использовались различные диагностические методики [4, 5]. На рис. 2 и 3 представлены характерные зависимости измеряемых сигналов.

Инжекция интенсивных пучков атомов водорода (энергия ~ 17 кэВ, длительность 200 мкс) продемонстрировала удовлетворительные свойства плазменной мишени. При поглощаемой мощности ~ 100 кВт в течение всего импульса инжекции растет температура электронов и, соответственно, энергетическое время торможения ионов на электронах τ_{dr} и, как следствие, растет время рассеяния ионов в конус потерь τ_s , увеличивается плотность популяции захваченных быстрых ионов. К концу инжекции эти величи-

ны достигают следующих значений: $T_e = 80$ эВ, $\tau_{dr} = 300$ мкс, $\tau_s = 410$ мкс, $n_{hot} = 3 \times 10^{12}$ см⁻³ [6]. Оценка времени перезарядки ионов на газе дает значение ~ 10 мс, т.е. потери частиц по перезарядке не существенны. Показано, что потери захваченных быстрых ионов определяются их продольным уходом через пробки. Для перехода к квазистационарному режиму поддержания горячей плазмы и для дальнейшего улучшения ее параметров при заданной мощности инжекции требуется существенное увеличение длительности инжекции.

В случае работы на дейтерии в плазме идут ядерные реакции синтеза, и при температуре дейтонов мишенной плазмы $T \sim 1$ кэВ полный нейтронный поток из пробкотрона должен иметь величину порядка 10^8 с⁻¹. Измерения установленным вне вакуумной камеры детектором нейтронов, регистрирующим "высвечивание" протонов отдачи в полистироле, подтвердили эту величину нейтронного потока [6].

Для объяснения полученных результатов следует вернуться к свойствам плазменной струи. В аналогичных экспериментальных условиях, описанных в [7], плотность мощности, выделяемая электрическими полями НКГ в ионный компонент, составляла величину масштаба 10 Вт/см³. В отсутствие определенного выше потенциального барьера для электронов этой мощности хватало для нагрева ионов до температуры $T_i \sim 50$ эВ, которая ограничивалась теплообменом с холодными термостатированными электронами. Наличие же термобарьера приводит к уменьшению коэффициента электронной теплопроводности примерно в $\exp(e\phi/T_e) \sim 10$ раз, что при том же потоке мощности должно сопровождаться ростом T_e в ловушке в $10^{2/3} \sim 5$ раз. Это и было экспериментально зарегистрировано.

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 ($T_i \propto T_e \propto T_e^{3/2}$), что и было получено в первых экспериментах с термобарьером на установке "АМБАЛ-Ю" ($T_i \sim 600$ эВ). Одним из возможных путей дальнейшего повышения температуры ионов является увеличение в плазменной струе радиального электрического поля, возбуждающего НКГ, поскольку мощность, идущая через НКГ на нагрев ионов, квадратично растет с величиной этого поля. Радиальное электрическое поле определяется

в основном геометрическим анодным падением напряжения в дуговом разряде. Первая попытка увеличения анодного падения напряжения за счет изменения площади кольцевого анода источника привела к увеличению температуры ионов в пробкотроне до 1 кэВ.

Конструкция использованного в данных экспериментах источника плазмы позволяла изменить знак радиального электрического поля, выносившего в плазменную струю [8]. В этом случае развития НКГ не происходит и, как следствие, отсутствует стохастический нагрев ионов [7]. Эксперименты, проведенные с таким режимом работы источника на установке "АМБАЛ-Ю", показали отсутствие нагрева ионов и электронов.

Таким образом, развитие НКГ при реализации термобарьера позволяет получать из квазистационарных газоразрядных источников в открытой ловушке плазму с температурой ионов "кэвного" диапазона и температурой электронов ≥ 50 эВ без применения дополнительных жетонов нагрева. Использование такой термоизолированной плазмы в качестве мишени для интенсивных атомарных пучков коренным образом облегчает переход к стационарному режиму накопления и поддержания горячей плазмы.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 58 - 65.
2. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. // Там же. 1990. Т. 16. В. 6. С. 700 - 709.
3. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику. М.: Наука, 1988. Гл. 13. 366 с.
4. Hojo H., Hatori T. // J. Phys. Soc. Jap. 1991. V. 60. No. 8. P. 2510 - 2513.
5. Димов Г.И., Кабанцев А.А., Кузьмин С.В. и др. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. В. 3. С. 350 - 360.
6. Гилев Е.А., Димов Г.И., Кабанцев А.А. и др. Препринт ИЯФ СО РАН. № 93-5. Новосибирск, 1993.
7. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. В. 5. С. 635 - 643.
8. Кабанцев А.А. Тр. всес. совещ. по открытым ловушкам. М., 19 - 21 октября 1989. С. 32 - 39.