

24

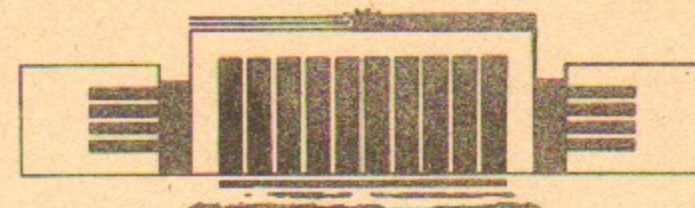


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

Г.И. Димов, А.А. Кабанцев, С.В. Кузьмин,
В.Г. Соколов, С.Ю. Таскаев

ТЕРМОИЗОЛИРОВАННАЯ МИШЕННАЯ
ПЛАЗМА В ПРОБКОТРОНЕ

ИЯФ 92-30



НОВОСИБИРСК

ТЕРМОИЗОЛИРОВАННАЯ МИШЕННАЯ ПЛАЗМА В ПРОБОТРОНЕ

« А М Б А Л - Ю »

Г. И. Димов, А. А. Кабанцев, С. В. Кузьмин, В. Г. Соколов, С. Ю. Таскаев

А Н Н О Т А Ц И Я

При заполнении открытых магнитных ловушек мишенной плазмой через пробку показана принципиальная возможность получения термобарьера между газоразрядным источником и образующейся при этом в пробкотроне плазменной мишенью. Без применения дополнительных систем нагрева (ВЧ - мощность, нейтральные пучки, магнитная компрессия ...) в пробкотроне "АМБАЛ-Ю" из квазистационарного плазменного источника с низкой температурой ~ 10 эВ получена горячая мишенная плазма с плотностью $\sim 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ и температурой электронов более 50 эВ.

Высокая температура ионов ($T_i/T_e \gg 1$) обусловлена их нагревом на неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. В специально выбранной топологии магнитного поля в ловушке наблюдается термоизоляция от источника плазмы нагреваемого ионами электронного компонента. Измеренные распределения плотности, потенциала и температуры плазмы подтверждают наличие термобарьера, локализованного во входной пробке ловушки.

THE THERMOINSULATING TARGET PLASMA IN THE "AMBAL-U" MIRROR

G. I. Dimov, A. A. Kabantsev, S. V. Kuzmin, V. G. Sokolov, S. Yu. Taskaev

А Б С Т Р А К Т

Under filling up an open magnetic trap by target plasma through input mirror, a possibility of existence of thermobarrier obtaining between gas-discharge source and formed target plasma in a trap had been demonstrated. Using quasistationary plasma gun generating plasma of low temperature (10 eV) the hot target plasma with electron temperature more than 50 eV and density of $3 \cdot 10^{13}$ cm⁻³ in the "AMBAL-U" mirror is obtained without additional heating (RF power, neutral beams, magnetic compression). High ion temperature ($T_i/T_e \gg 1$) is determined by heating on the Kelvin-Helmholtz instability. These hot ions heat the electron component of the trap plasma. Thermoinsulation of trap electrons from the plasma source is observed in specially selected magnetic field topology. Measurement of distribution of the plasma density, plasma potential, and electron temperature confirm that the thermobarrier located in the input mirror of the trap does exist.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее традиционных сценариев получения горячей плазмы в открытых магнитных ловушках предусматривается предварительное создание в них относительно холодной мишенной плазмы для последующего захвата на этой плазме инжектируемых атомарных пучков, либо для нагрева ВЧ-излучением. Заполнение ловушки мишенной плазмой чаще всего осуществляется с помощью газоразрядных источников, расположенных на торцах установки (См. Рис. 1). В такой схеме плазма из источника проникает в ловушку через концевую магнитную пробку, двигаясь вдоль силовых линий в виде плазменной струи.

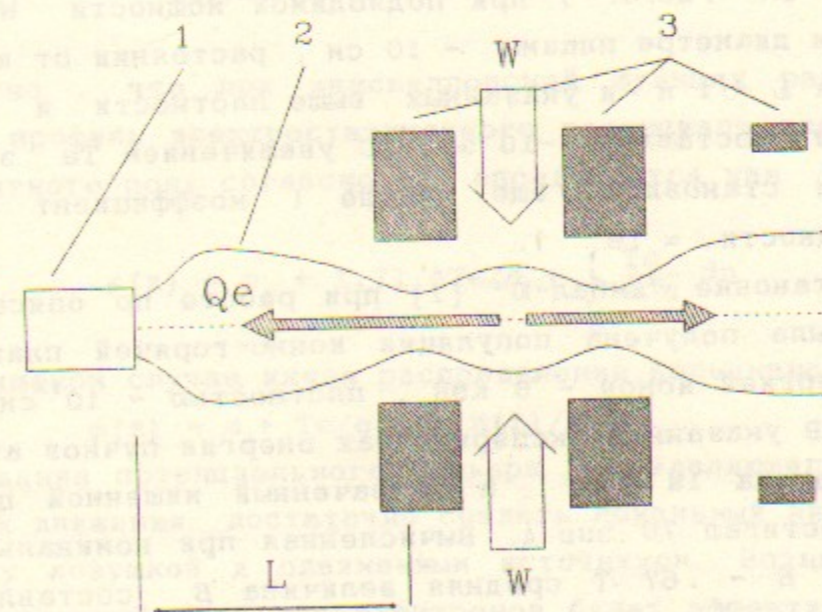


Рис. 1. Схема заполнения открытой ловушки мишенной плазмой.
1 - источник плазмы, 2 - плазменная струя,
3 - катушки магнитного поля ловушки

Важной характеристикой мишенной плазмы является температура электронов, определяющая как степень ионизации плазмы, так и энергетическое время жизни образующихся горячих ионов. Температура электронов в струях мишенной плазмы, измеренная различными методиками составляет типичную для подобных импульсных дуговых источников величину около 10 эВ. В варианте работы с интенсивными нейтральными пучками такая низкая температура представляет серьезную проблему на этапе предварительного накопления горячей плазмы (при работающем плазменном источнике). Характерное время столкновительного обмена энергией между горячими ионами и электронами при температуре $T_e = 10$ эВ и плотности $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$

$$\tau_{ie} = \frac{3\sqrt{m_e T_e}^{3/2}}{8\sqrt{2}\pi n_e^4} \frac{m_i}{m_e} \sim 10 \text{ мкс.} \quad (1)$$

Быстрые ионы эффективно отдают свою энергию электронам, и можно было бы ожидать, что в течении этого промежутка времени увеличится электронная температура и, соответственно, энергетическое время жизни горячих ионов, но этого не происходит из-за значительных потерь тепла по каналу электронной теплопроводности на источник плазмы, где температура электронов практически фиксированная. Оценка величины перепада T_e между источником и ловушкой (см. Рис. 1.) при подводимой мощности $W \sim 1$ Мвт, характерном диаметре плазмы ~ 10 см, расстоянии от источника до пробкотрона $L \sim 1$ м и указанных выше плотности и электронной температуры составляет ~ 10 эВ. С увеличением T_e этот перепад температуры становится еще меньше (коэффициент электронной теплопроводности $\propto T_e^{5/2}$).

На установке "Амбал-Ю" [1] при работе по описанному выше сценарию была получена популяция ионно-горячей плазмы [2] со средней энергией ионов ~ 8 КэВ, плотностью $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в объеме ~ 3 литра. В указанных экспериментах энергия пучков атомов водорода составляла 18 КэВ, а захваченный мишенной плазмой ток инжекции достигал 70 экв. А. Вычисленная при номинальном поле в пробкотроне $B \sim 0.67$ Т средняя величина β составляла 9%. Электронная температура мишенной плазмы была 10 эВ, прирост же T_e в течение атомарной инжекции не превышал приведенной выше оценки.

Для того, чтобы избежать описанной выше ситуации, и при ра-

ботающем источнике мишенной плазмы с помощью атомарной инжекции получить более значительный прирост электронной температуры, необходимый для перехода к квазистационарному режиму накопления и поддержания горячей плазмы, требуется каким-то образом снизить мощность тепловых потерь по электронному каналу на дуговой источник.

Данная работа посвящена экспериментальной демонстрации возможности создания термобарьера, изолирующего электронный компонент в пробкотроне от плотной и холодной плазмы в запробочной области вблизи источника. Приведенный механизм образования термобарьера позволяет объяснить высокую (по сравнению с источником) ионную и электронную температуры плазмы в ловушке, полученные в данном эксперименте. По мнению авторов, аналогичные процессы имели место и в экспериментах на установке 2ХИВ [3], что и объясняет полученную там неожиданно высокую температуру $T_e \approx 40$ эВ в мишенной плазме от традиционного газоразрядного источника.

ФОРМИРОВАНИЕ ТЕРМОБАРЬЕРА

Известно, что при максвелловской функции распределения электронов профиль электростатического потенциала вдоль силовых линий магнитного поля согласно [4] определяется как

$$\varphi(z) = \varphi_0 + 1.71 \Delta T_e / e + \int_0^z \frac{T_e}{e \cdot n} dn \quad (2)$$

В изотермическом случае имеем распределение Больцмана

$$\varphi(z) = \varphi_0 + T_e / e \cdot \ln(n(z)/n_0) \quad (3)$$

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 $\lambda_e > L_\varphi$, где L_φ - продольный размер потенциального горба. Следует подчеркнуть, что при $\lambda_e \ll L_\varphi$

электронная теплопроводность не зависят от наличия потенциально-го барьера .

Такой локальный минимум плотности может быть образован с помощью специального устройства, называемого "Gas-box" [3], т.е. путем дополнительного локального напуска газа в область транспортировки плазменной струи . Этот газ , ионизуясь , увеличивает концентрацию плазмы и , следовательно , образуется локальный минимум плотности между местом инъекции пучков нейтралов и местом напуска газа (даже при однородной плотности мишенной плазмы). Другая возможность, реализованная в описываемых экспериментах, заключается в использовании специфических свойств газоразрядного источника, позволяющих получить плазменную струю с анизотропной функцией распределения ионов, и топологии магнитного поля ловушки.

Плазменный источник представляет собой помещенную в продольное магнитное поле газоразрядную коаксиальную ячейку [5]. Генерируемая плазма имеет типичные для таких источников параметры : плотность $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, температура как ионов, так и электронов $T \sim 10 \text{ эВ}$, потоковая скорость $V \leq V_{Ti}$. Замагниченность электронного компонента приводит к выносу в плазменный поток напряжения на разряде, и в плазменной струе появляется неоднородное радиальное электрическое поле. Как было показано в [6], при дифференциальном вращении в скрещенных полях в плазменной струе развивается неустойчивость Кельвина-Гельмгольца (НКГ), которая эффективно греет ионы и их температура возрастает до значений $T_i \sim 50 \text{ эВ}$ [7]. Дальнейший рост T_i ограничен теплообменом с электронами, температура которых мало изменяется на длине струи вследствие стока мощности нагрева на источник по электронной теплопроводности. Следует отметить, что, хотя на НКГ происходит накачка энергии в поперечную температуру, сильного различия в T_{\perp} и T_{\parallel} не наблюдается [7], так как время релаксации температур при указанных параметрах плазмы составляет всего 3 нкс, что соответствует характерной длине релаксации по течению $\lambda_p \sim 10 \text{ см}$.

В адиабатическом режиме течения плазменной струи в области увеличения ведущего магнитного поля (в пробке) функция распределения ионов становится анизотропной ($V_{\parallel} < V_{\perp}$), часть плазменного потока отражается и происходит уменьшение плотности

струи. Это приводит к росту времени выравнивания температур T_{\perp} и T_{\parallel} , а их сильная анизотропия $T_{\perp} \gg T_{\parallel}$, поддерживаемая продолжающейся накачкой энергии в T_{\perp} на НКГ, в свою очередь способствует дальнейшему уменьшению плотности. Таким образом, при достаточно быстром нарастании магнитного поля вдоль движения плазменной струи ($|B/(dB/dz)| < \lambda_p$) в области пробки образуется необходимый для формирования термобарьера минимум плотности, величина которого может быть просто оценена как :

$$n(R) \sim n_0 \cdot (1 - \sqrt{1-1/R}) , \quad (4)$$

где $R = B/B_0$ - текущее пробочное отношение по течению струи. Более точные и совершенные Фоккер-Планковские расчеты по балансу частиц в ловушке здесь явно излишни. На Рис. 2 приведены графики плотности, электростатического потенциала и пробочного отношения вдоль течения плазменного потока. По известному $R(z)$ из соотношения (4) вычислялась $n(z)$, затем $\phi(z)$ из (3) соответственно.

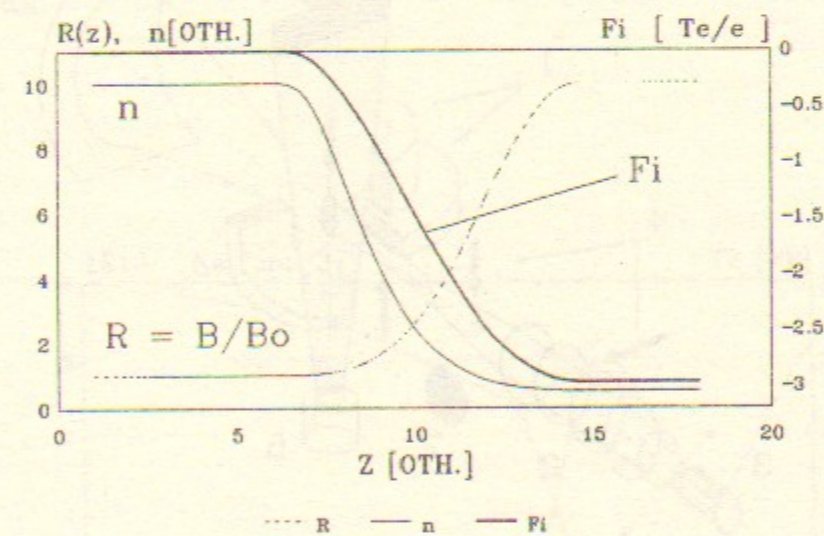


Рис.2. Схема формирования потенциального барьера для электронов.

Из рисунка 2 видно, даже при умеренном пробочном отношении ~ 5 можно иметь спад плотности в 10 раз и, тем самым, потенциальный барьер для электронов $\sim 2 \text{ Te}$. Сформированный таким образом в области входной пробки термобарьер уменьшает потери энергии из

пробкотрона по каналу электронной теплопроводности и, как результат, в ловушке должна подняться температура электронов мишенной плазмы за счет нагрева последних от ионов, нагреваемых на НКГ. С ростом температуры электронов будет расти время столкновительного обмена энергией между ионами и электронами ($\propto T_e^{3/2}$) и, как следствие, произойдет дальнейший подъем температуры ионов, т.е. отрыв температуры ионов ($T_i/T_e \gg 1$, определяющийся балансом потоков энергии от ВЧ-полей, генерируемых НКГ, к ионам и от ионов к электронам [7]) еще более возрастет.

ЭКСПЕРИМЕНТ НА УСТАНОВКЕ
"АМБАЛ - ЮМ"

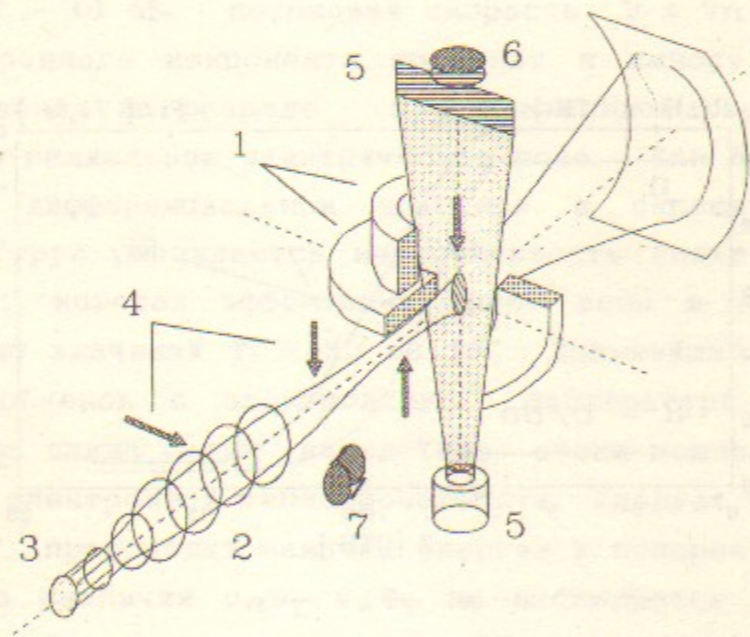


Рис.3. Схема установки « АМБАЛ - ЮМ »

1 - катушки типа ИНЬ-ЯНЬ магнитного поля пробкотрона, 2 - транспортирующий соленоид, 3 - источник плазмы, 4 - Ленгмюровские тройные зонды, 5 - система диагностики по ослаблению нейтрального пучка, 6 - регистрация излучения α , 7 - фотоэлектронный спектрометр (ФЭС).

На рисунке 3 приведена принципиальная схема модернизированной установки "Амбал - Ю" [1, 2], в дальнейшем "Амбал - ЮМ".

Установка состоит из плазменной ловушки, представляющей собой квадрупольный пробкотрон "Инь-Янь" с абсолютным "min-B", и пробочным отношением 2. Магнитное поле в пробке 1.3 Т. Плазменная струя из источника транспортируется через дополнительный соленоид, состоящий из пяти катушек с независимым питанием каждой, что позволяет изменять пробочное отношение между входной пробкой и соленоидом. Максимальное поле в этом соленоиде составляет ~ 0.25 Т ($R_{min} \sim 5$). В области перехода из бака источника в объем соленоида расположена система диафрагм, позволяющая при соответствующем выборе магнитного поля отсекалть газо-плазменное гало [2], образующееся в результате взаимодействия плазменной струи и вытекающего из источника рабочего газа (водорода). Большой объем бака $V \sim 1.6$ м³, в котором располагается источник и система коллимирующих струю диафрагм позволили иметь в ловушке вблизи плазмы во время работы источника вакуум лучше 10^{-5} торр. На приведенной схеме установки показаны средства диагностики плазмы, применявшиеся в данных экспериментах.

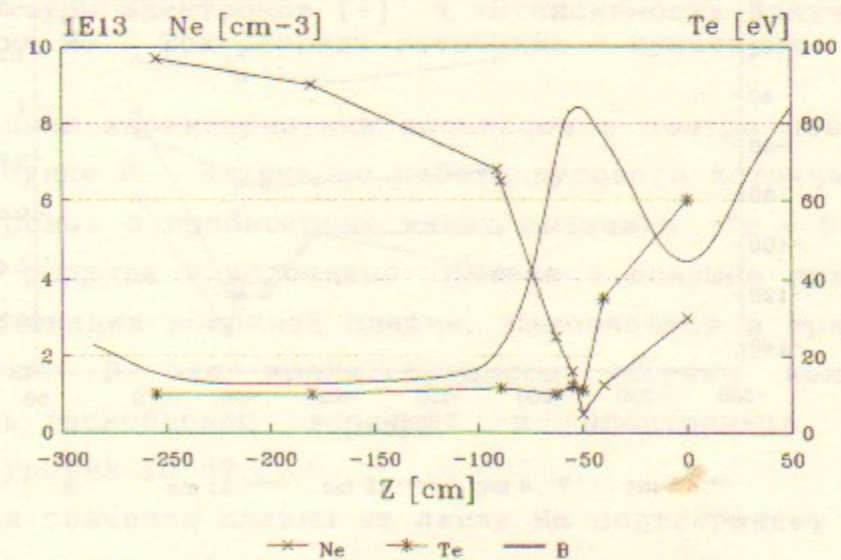


Рис.4. Зависимость магнитного поля, плотности плазмы и электронной температуры вдоль оси установки.

Распределение плотности плазмы вдоль струи показано на рисунке 4. Здесь приведены также электронная температура T_e и магнитное поле. Плотность и температура электронов измерены тройными лэнгмювскими зондами и находятся в хорошем согласии с измерениями, проведенными ранее в подобных экспериментах в соленоиде [6]. Плотность плазмы в центре ловушки была отнормирована по ослаблению диагностического пучка нейтральных атомов. Видно, что плотность плазмы падает при течении в пробку и в минимуме составляет около 10 % от плотности в соленоиде, что неплохо согласуется с оценкой по формуле (4). К центру ловушки плотность возрастает и, что главное, наблюдается значительное увеличение электронной температуры, которое было невозможно и не наблюдалось в экспериментах без термобарьера [2]. Электронная температура не меняется при течении плазменной струи от источника до пробки и составляет ≈ 10 эВ, поэтому в области пробки можно ожидать провала потенциала $\delta\phi \sim 2 \cdot T_e \approx 20$ эВ. Измеренный профиль потенциала, приведенный на рисунке 5, подтверждает это и свидетельствует о наличии потенциального барьера для электронов.

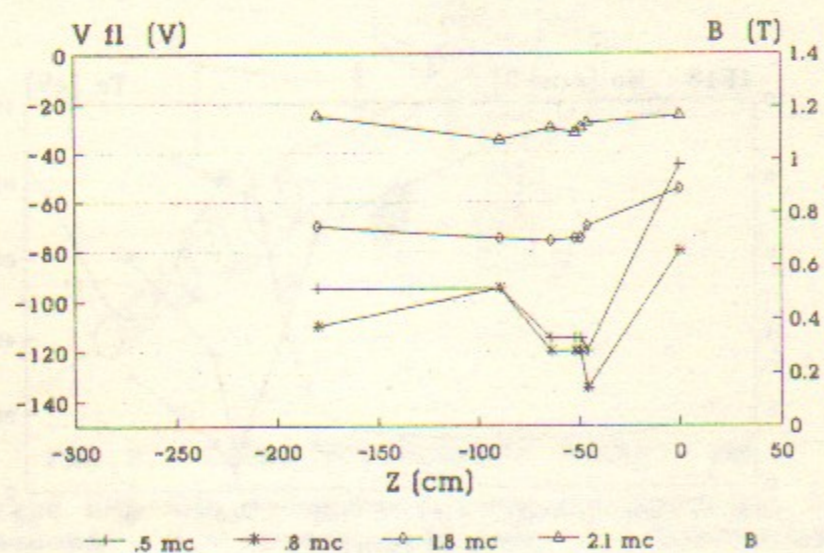


Рис. 5. Распределение потенциала вдоль оси установки в разные моменты времени ($t = 0$ - начало работы источника)

Длительность разряда в плазменном источнике составляет 1.5 мсек. После его окончания ($t > 1.5$ мсек) исчезает задаваемое напряжением на разряде поперечное электрическое поле плазменной струи, прекращается активность на частотах НКГ, падает температура ионов [2] и исчезает потенциальный барьер для электронов (см. Рис. 5).

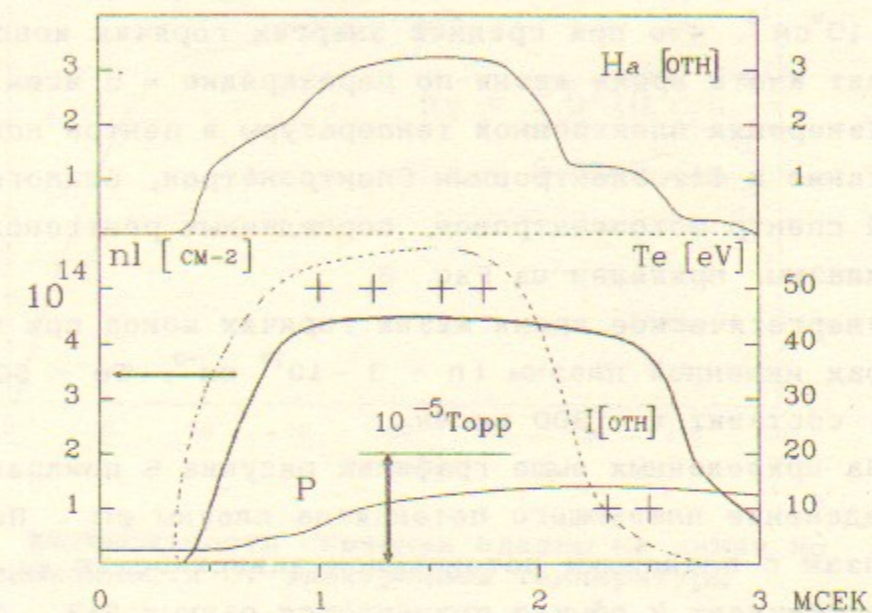


Рис. 6. Зависимости от времени в центре ловушки: давления газа, линейной плотности плазмы (жирная линия), температуры электронов (+) и интенсивности излучения на линии $H\alpha$. Ток разряда источника - пунктирная линия.

Временные характеристики процессов в центре ловушки приведены на рисунке 6. В течение работы дугового источника температура электронов в пробкотроне имеет значение $T_e \approx 50$ эВ. После выключения разряда в источнике плазма в ловушке поддерживается за счет вытекания холодной плазмы, накопленной в транспортирующей области. В это время процессы нагрева ионов на НКГ закончились, термобарьер исчезает и электронная температура падает до уровня 10 эВ.

Кривая свечения плазмы на линии $H\alpha$ подтверждает описываемый процесс. В начальный момент интенсивность свечения возрастает, что связано с увеличением плотности плазмы и давления водорода вокруг струи. Затем наблюдается плато как в сигнале излучения,

так и в кривых концентрации плазмы и газа (см. Рис. 6.). После выключения дуги электронная температура понижается, соответственно уменьшается и свечение, и, наконец, с исчезновением плазмы исчезает свет. По методике и результатам работы [8] построен график интенсивности излучения на линии $H\alpha$ в зависимости от T_e при параметрах описываемого эксперимента (Рис. 7.). Перепад T_e после выключения источника, оцененный по графику Рис. 7, дает величину $\Delta T_e \sim 30$ эВ, что неплохо подтверждает приведенные выше результаты. Оценка плотности атомов водорода внутри плазмы, сделанная по абсолютной интенсивности свечения $H\alpha$, дает величину $\sim 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, что при средней энергии горячих ионов $E_i \sim 10$ КэВ позволит иметь время жизни по перезарядке ~ 5 мсек.

Измерения электронной температуры в центре ловушки проводились также и фотоэлектронным Спектрометром, аналогичным [9]. Типичный спектр фотоэлектронов, порождаемых рентгеновским излучением плазмы, приведен на Рис. 8.

Энергетическое время жизни горячих ионов при полученных параметрах мишенной плазмы ($n \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 50$ эВ) согласно (1) составит $\tau \sim 300$ мсек.

На приведенных выше графиках рисунка 5 показано измеренное распределение плавающего потенциала плазмы ϕ_{f1} . Потенциал плазмы связан с плавающим потенциалом зависимостью $\phi_p = \phi_{f1} + k \cdot T_e/e$, где коэффициент k обычно принимается равным $2/3$. Таким образом, потенциал изотермической холодной плазмы, а это вся транспортирующая область, включая термобарьер, сдвинут относительно плавающего потенциала на величину ~ 20 В. В центре ловушки для соответствия необходимо добавить величину ~ 100 В. Полученная в итоге амплитуда потенциального барьера для электронов в ловушке составляет величину масштаба $100+150$ эВ. Поток тепла из центра ловушки можно оценить как $\propto n \cdot T_e \cdot V_{Te} \cdot S \cdot \exp(-e\Delta\phi/T_e)$. Экспоненциальный множитель отражает наличие термобарьера, и в нашем случае оказывается ~ 0.1 . В предположении, что в присутствии термобарьера мощность нагрева ионов на НКГ сильно не изменяется (это предположение основано на неизменности характера наблюдаемых низкочастотных колебаний), в стационарном случае необходим вынос из центра ловушки того же самого потока тепла. Следовательно, электронная температура в ловушке должна вырасти в $0.1^{-2/3} \sim 5$ раз, что согласуется с экспериментом.

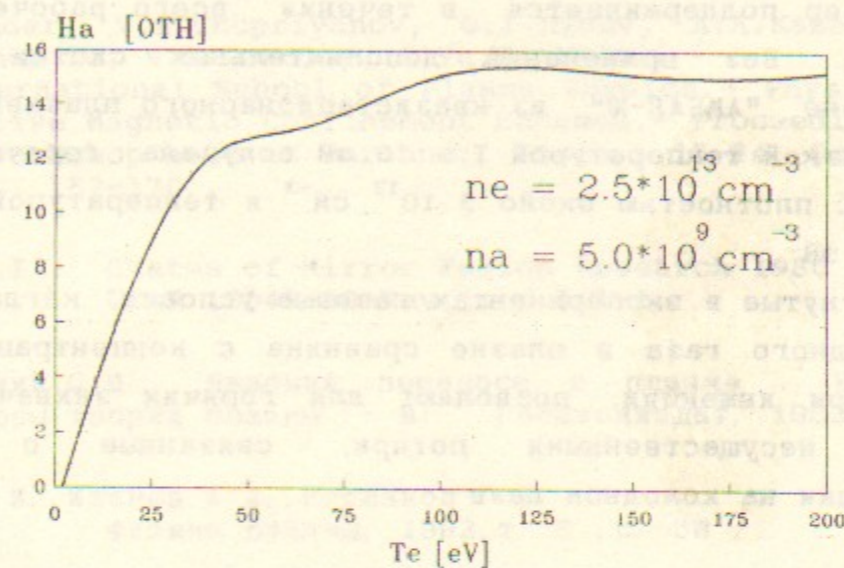


Рис. 7. Интенсивность свечения плазмы на линии $H\alpha$ в зависимости от электронной температуры

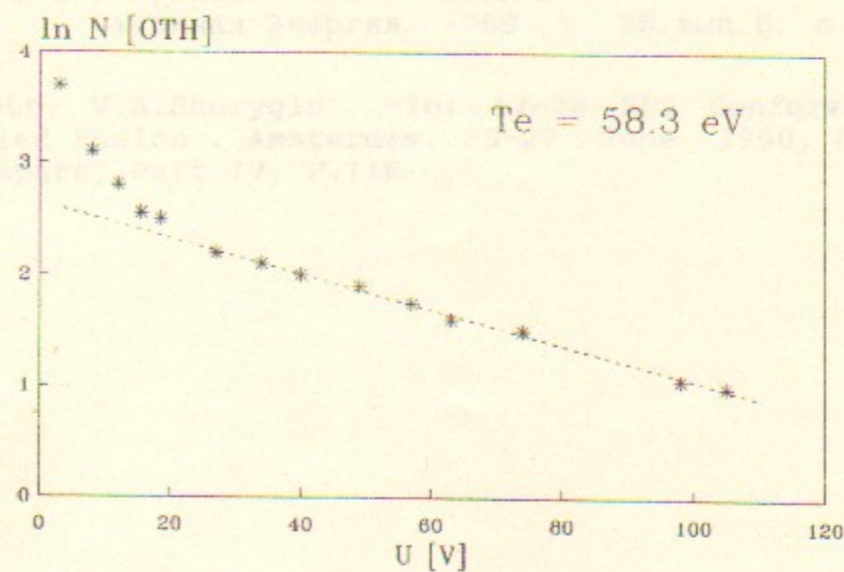


Рис. 8. Спектр рентгеновских фотоэлектронов

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при заполнении открытой магнитной ловушки мишенной плазмой через пробку показана принципиальная возможность получения термобарьера между газоразрядным источником и образующейся при этом в пробкотроне плазменной мишенью. Этот термобарьер поддерживается в течении всего рабочего импульса источника. Без применения дополнительных систем нагрева в пробкотроне "АМБАЛ-Ю" из квазистационарного плазменного источника с низкой температурой $T \sim 10$ эВ получена горячая мишенная плазма с плотностью около $3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ и температурой электронов более 50 эВ.

Достигнутые в экспериментах газовые условия, когда концентрация холодного газа в плазме сравнима с концентрацией быстрых атомов при инжекции, позволяют для горячих захваченных ионов сделать несущественными потери, связанные с процессами перезарядки на холодном газе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Димов Г.И. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1988, вып. 3, 13.
2. E.D.Bender, V.E.Chupriyanov, G.I.Dimov, A.A.Kabantsev, E.V. Shun'ko, V.G.Sokolov, S.Yu.Taskaev. - In: International School of Plasma Physics.- Physics of Alternative Magnetic Confinement Schemes.- Proceedings of the Workshop held at Varenna, Italy, 15-24 October 1990, p. 157-170.
3. Cohen B.I. Status of Mirror Fusion Research 1980, UCAR 10049-80-Rev.1. p.A.1-1
4. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме. В сб. Вопросы теории плазмы. - М.: Госатомиздат, 1963, вып. 1.
5. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. Физика плазмы, 1982, т. 8, с. 58.
6. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. Физика плазмы, 1990, т. 16, вып. 6, с. 700-709.
7. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. Физика плазмы, 1992, т. 18, вып. 5, с. 634-642.
8. Абрамов В.А., Кузнецов Э.И., Коган В.И. Атомная Энергия, 1969, т. 26, вып. 6, с. 516.
9. Yu.V.Gott, V.A.Shurygin -In: 17-th EPS Conference on Controlled Fusion. Amsterdam, 25-29 June 1990, Contributed Papers, Part IV, P.716