

УДК 533.9.07

**А. Л. Соломахин, П. А. Багрянский, Ю. В. Коваленко  
В. Я. Савкин, Д. В. Яковлев**

*Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН  
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия*

*Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

*A.L.Solomakhin@inp.nsk.su; P.A.Bagryansky@inp.nsk.su; kovalenko@inp.nsk.su  
V.Ya.Savkin@inp.nsk.su; D.V.Yakovlev@inp.nsk.su*

## **ЭЛЕКТРОННЫЙ ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ \***

В газодинамической ловушке создана система электронного циклотронного нагрева плазмы. Схема нагрева основана на инжекции в плазму под углом  $36^\circ$  к оси необыкновенной волны и ее поглощении на первой гармонике электронного циклотронного резонанса. В качестве источников излучения используются два гиротрона «Бурган-А» мощностью 450 кВт каждый и частотой 54,5 ГГц. Проведены первые эксперименты по инжекции микроволнового излучения мощностью 300 кВт в плазму газодинамической ловушки. После создания благоприятной магнитной конфигурации и подбора параметров эксперимента зафиксировано повышение диамагнетизма, электронной температуры и других параметров плазмы при электронном циклотронном нагреве.

*Ключевые слова:* электронный циклотронный резонанс, открытая магнитная ловушка.

### **Введение**

Газодинамическая ловушка (ГДЛ) является прототипом источника термоядерных нейтронов, который может быть использован для материаловедческих исследований [1; 2], а также в качестве драйвера для гибридных ядерно-термоядерных реакторов включая устройства для уничтожения радиоактивных отходов [3–5]. ГДЛ представляет собой аксиально-симметричную открытую ловушку с большим пробочным отношением. Плазма в ней состоит из двух компонент: относительно холодной мишенной плазмы с температурой  $\sim 200$  эВ [6; 7] и популяции горячих ионов со средней энер-

гией 10 кэВ, которая образуется в результате захвата мишенной плазмой восьми пучков нейтральных атомов дейтерия с энергией 25 кэВ и суммарной мощностью 5 МВт [8; 9]. При столкновении быстрых ионов между собой возможна термоядерная реакция, в результате которой образуется нейтрон [10]. Поток нейтронов пропорционален квадрату плотности накопленных горячих ионов. Основным источником потерь этих ионов – торможение на электронах. При этом энергетическое время жизни горячих ионов пропорционально температуре электронов в степени  $3/2$ . Для увеличения нейтронного потока и, соответственно, энергоэффективности такого нейтронного источника

---

\* Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ и программы фундаментальных исследований Президиума РАН (программа 12, проект № 3).

необходимо повышать электронную температуру плазмы. Основным методом, используемым для этой цели на современных термоядерных установках, является электронный циклотронный резонансный (ЭЦР) нагрев. Этот метод был предложен еще в середине прошлого века, в настоящий момент теория и техника ЭЦР нагрева хорошо развита. В сотрудничестве с ИПФ РАН была создана система ЭЦР нагрева на установке ГДЛ, основывающаяся на двух 450 кВт / 54,5 ГГц гиротронах. В данной работе описываются результаты первых экспериментов по ЭЦР нагреву плазмы на ГДЛ.

### Теоретические основы ЭЦР нагрева плазмы

В магнитном поле электроны плазмы совершают поступательное движение вдоль поля и вращательное движение в плоскости, перпендикулярной полю. Частота вращения в нерелятивистском приближении зависит только от модуля магнитного поля

$$\omega_{B_e} = \frac{eB}{m_e c}.$$

Если в области, занятой плазмой, каким-либо образом создать электрическое поле,

вращающееся в ту же сторону и с той же частотой, что и электроны плазмы, например, с помощью электромагнитной волны с круговой поляризацией, то электроны в таком поле будут непрерывно увеличивать свою поперечную энергию. В результате столкновений между электронами эта энергия может быть равномерно распределена между всеми степенями свободы электрона, что приведет к увеличению электронной температуры плазмы. Однако коллективные явления в плазме сильно влияют на внешние электрические поля и усложняют эту простую картину.

Качественную картину явления можно получить в приближении холодной плазмы. В этом приближении электроны и ионы в равновесном состоянии покоятся. Если в плазме присутствует волна малой амплитуды с частотой, много большей характерных ионных частот, то в поле волны будут двигаться только электроны, а ионы будут оставаться на месте, создавая нейтрализующий фон. В указанном диапазоне частот в плазме могут существовать две ветви колебаний: обыкновенная и необыкновенная волна. В приближении бесстолкновительной плазмы показатель преломления выглядит следующим образом [11]:

$$N_{O,X}^2 = 1 - \frac{2\omega_{p_e}^2 (\omega^2 - \omega_{p_e}^2)}{2(\omega^2 - \omega_{p_e}^2)\omega^2 - \omega_{B_e}^2 \omega^2 \sin^2 \theta \pm \sqrt{\omega_{B_e}^4 \omega^4 \sin^4 \theta + 4\omega_{B_e}^2 \omega^2 (\omega^2 - \omega_{p_e}^2)^2 \cos^2 \theta}},$$

где  $\omega$  – частота волны;  $\omega_{p_e} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}$  – плазменная электронная частота;  $\omega_{B_e}$  – циклотронная электронная частота;  $\theta$  – угол между магнитным полем и волновым вектором;  $n_e$  – электронная плотность плазмы; знак «+» соответствует показателю преломления обыкновенной волны  $N_O$ , а знак «-» – показателю преломления необыкновенной волны  $N_X$ .

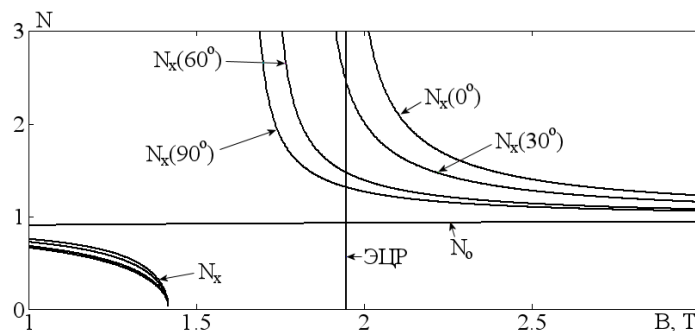


Рис. 1. Зависимость показателя преломления необыкновенной  $N_X$  и обыкновенной  $N_O$  волн от магнитного поля

Будем рассматривать область параметров плазмы, в которой  $\omega_{B_e} > \omega_{p_e}$ ,  $\omega \sim \omega_{B_e}$ . На рис. 1 изображена зависимость показателя преломления от магнитного поля для разных углов между волновым вектором и магнитным полем,  $\omega = 2\pi \cdot 54,5$  ГГц,  $n_e = 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. ЭЦ резонансу соответствует магнитное поле  $B = 1,95$  Тл. Показатель преломления обыкновенной волны слабо зависит от магнитного поля и угла и не имеет особенностей вблизи ЭЦ резонанса. В то же время показатель преломления необыкновенной волны имеет характерные особенности. При увеличении магнитного поля от

1 Тл до  $B_0 = \frac{m_e c}{e} \frac{\omega^2 - \omega_{p_e}^2}{\omega}$  показатель преломления монотонно уменьшается до нуля.

Это так называемая отсечка волны. При большем магнитном поле располагается область, в которой квадрат показателя преломления меньше нуля, она называется областью непрозрачности, так как в этой области необыкновенная волна не может распространяться. При магнитном поле, соответствующем частоте верхнегибридного резонанса

$$B_\infty = \frac{m_e c \omega}{e} \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_{p_e}^2}{\omega^2 - \omega_{p_e}^2 \cos^2 \theta}}$$

показатель преломления обращается в бесконечность. Далее, при увеличении магнитного поля показатель преломления монотонно спадает до единицы. ЭЦ резонанс расположен в области прозрачности плазмы, так как ему соответствует большее ( $\theta \neq 0$ ), чем верхнегибридному резонансу, магнитное поле. Таким образом, видно, что вследствие наличия области непрозрачности ЭЦ резонанс недоступен для необыкновенной волны при распространении со стороны слабого поля. Поэтому необыкновенную волну необходимо вводить со стороны сильного поля.

При всех углах, за исключением точно продольного распространения ( $\theta = 0$ ), показатель преломления необыкновенной волны не имеет особенностей (не обращается в бесконечность) на частоте ЭЦ резонанса. Это связано с тем, что необыкновенная волна в приближении холодной плазмы не испытывает поглощения в области ЭЦ резонанса ( $\theta \neq 0$ ). Для эффективного поглощения электрическое поле волны должно вращаться в ту же сторону, что и электроны

плазмы. Вдали от ЭЦ резонанса необыкновенная волна имеет эллиптическую поляризацию, причем электрическое поле вращается в электронную сторону. Однако в ЭЦ резонансе составляющая электрического поля, вращающаяся в электронную сторону, обращается в нуль – плазма подавляет электрическое поле, отклик на которое (ток) в приближении холодной плазмы был бы бесконечен [12]. Если учесть тепловые эффекты, то электрон, двигаясь вдоль магнитного поля, вследствие эффекта Доплера, взаимодействует с волной на сдвинутой частоте. Так как электроны в равновесной плазме имеют скорость, распределенную по Максвеллу, то область ЭЦ резонанса уширяется на область частот порядка  $k_{\parallel} v_{T_e}$ , где

$$v_{T_e} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \text{ – тепловая скорость электронов.}$$

В этой области не происходит полной перестройки поляризации волны, поэтому сохраняется небольшая составляющая поляризации, вращающаяся в электронную сторону, и становится возможным ЭЦР поглощение [12]. Также в случае ненулевой температуры становится возможным поглощение на гармониках ЭЦ частоты, в том числе и на обыкновенной волне. Для параметров плазмы ГДЛ:  $T_e \sim 100$  эВ,  $n_e = 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и  $\omega = 2\pi \cdot 54,5$  ГГц можно ввести

$$\text{следующие параметры: } \beta = \sqrt{\frac{T_e}{m_e c^2}} \sim 0,01,$$

$$V = \frac{\omega_{p_e}^2}{\omega^2} \sim 0,3. \text{ Длина поглощения излучения}$$

в плазме при точном выполнении ЭЦ резонанса при  $\theta \sim 1$  можно оценить [13]:

$$\delta_{1X} \sim \delta_{2X} \sim \delta_{10} \sim \frac{c}{\omega V \beta} \sim 20 \text{ см для первой и}$$

второй гармоник необыкновенной волны и первой гармоники обыкновенной волны соответственно. Каждая последующая гармоника имеет в  $1/\beta^2 \sim 10^4$  раз большую длину поглощения. Однако при квазипродольном распространении  $\theta \ll \sqrt[3]{\beta}$  необыкновенная волна испытывает аномальное поглощение:

$$\delta_{1X} \sim \frac{c}{\omega} \sqrt[3]{\beta} \sim 0,02 \text{ см. Характерный размер}$$

неоднородности магнитного поля в ГДЛ составляет  $\sim 10$  см. Отсюда видно, что для параметров плазменного эксперимента на ГДЛ наиболее эффективно поглощается первая

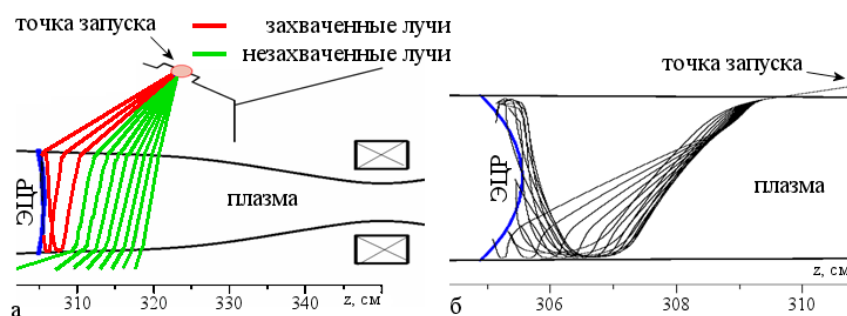


Рис. 2. Результат численного расчета лучевых траекторий в плазме ГДЛ: а – для разных углов ввода излучения  $\theta = 15\text{--}60^\circ$ , плотность плазмы –  $n = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ; б – для разных плотностей плазмы:  $n = 0,5\text{--}2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , угол ввода –  $\theta = 55^\circ$

гармоника необыкновенной волны. По этой причине был выбран нагрев плазмы именно на этой моде. Однако необыкновенную волну сложно доставить до области ЭЦ резонанса из-за сильной рефракции и области непрозрачности.

В ИПФ РАН была предложена оригинальная схема ЭЦР нагрева плазмы на ГДЛ, позволяющая обойти эти трудности [14]. С помощью численного моделирования на основе геометрической оптики были рассчитаны область параметров плазмы и требования к геометрии ввода излучения, необходимые для захвата микроволнового излучения плазмой и полного его поглощения в области ЭЦ резонанса. Основная особенность этого метода заключается в использовании рефракции волны в неоднородной плазме и внутреннего отражения от границы плазмы. СВЧ излучение вводится в плазму вблизи резонансной поверхности со стороны сильного поля под углом к оси. При движении в плазме волна захватывается в плазменный волновод и доставляется до ЭЦ резонанса (рис. 2). Такой волновод образуется из-за того, что в плазме при движении волны в уменьшающемся магнитном поле растет показатель преломления (см. рис. 1), и соответственно уменьшается угол между волновым вектором и магнитным полем (осью плазмы) вследствие рефракции. Начиная с некоторого критического угла  $\theta_{cr}$  при вводе излучения в плазму с  $\theta < \theta_{cr}$  на следующей по ходу луча границе плазмы будет происходить полное внутреннее отражение, и излучение не сможет покинуть плазму. Еще одна важная особенность этого метода: при уменьшении угла между волновым вектором и магнитным полем возраста-

ет поглощение излучения, и уже на первом-втором пересечении плазменного шнура излучение практически полностью поглощается.

Траектории лучей вблизи ЭЦ резонанса в неограниченной плазме открытой ловушки также анализировались с помощью аналитического подхода [15] (двухмерная модель). На траекторию лучей сильно влияет зависимость магнитного поля от координат. В окрестности ЭЦ резонанса  $z = z_s$  на оси  $r = 0$  магнитное поле можно разложить:

$$B(z, r) = B_0(z_s) \left( 1 + \frac{z - z_s}{L_{\parallel}} - \frac{r^2}{L_{\perp}^2} \right).$$

При  $L_{\parallel}^2/L_{\perp}^2 < 1/4$  точка  $r = z = 0$  является аттрактором (притягивает лучи), а при обратном неравенстве эта точка является репеллером (отталкивает лучи). Для магнитной конфигурации ГДЛ, в которой выполнялся численный расчет [14], эта теория дает притяжение лучей к ЭЦ резонансу. Трехмерное аналитическое решение этой задачи [16] не добавляет новых эффектов по сравнению с двухмерной моделью.

### Техника ЭЦР нагрева

На рис. 3 представлен общий вид системы ЭЦР нагрева плазмы в ГДЛ, разработанной совместно с ИПФ РАН [17]. В качестве источника излучения использовались два гиротрона «Бурани-А». Мощность гиротронов составляет до 500 кВт, длительность импульса до 100 мс и частота излучения 54,5 ГГц. Для них были разработаны и созданы две системы питания, выдающие импульс напряжения 70 кВ, при токе 25 А и

длительности до 5 мс со стабильностью выходного напряжения не хуже 1 %. Источник питания имеет оригинальную конструкцию. Он состоит из 16 независимых изолированных секций, оснащенных конденсаторами, аккумуляторами и ключами. По оптической линии связи каждая секция получает команды от блока управления. По команде на зарядку от аккумуляторов через высоковольтный преобразователь конденсаторы заряжаются до 4,5 кВ. По команде на высоковольтный импульс все секции с помощью ключей соединяются последовательно и выдают высокое напряжение на гиротрон. Каждый гиротрон оснащен своей линией передачи, которая состоит из квазиоптического фильтра, волноводной линии, двух поворотных уголков, универсального поляризатора и квазиоптической системы ввода излучения в плазму. Квазиоптический фильтр служит для согласования выходной моды гиротрона с основной модой волновода  $HE_{11}$ . Он состоит из двух зеркал со специально рассчитанным под конкретный гиротрон профилем. Волноводная линия состоит из отдельных гофрированных волноводов длиной 0,5 м, соединенных муфтами. Мода  $HE_{11}$  в таких волноводах имеет очень малое затухание  $6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$ . Поворотный уголок представляет собой плоское зеркало, установленное под углом  $45^\circ$ . Универсальный поляризатор позволяет получить из входной

линейной поляризации любую необходимую эллиптическую поляризацию. Система ввода излучения в плазму состоит из одного плоского и двух параболических зеркал. Она фокусирует и направляет излучение в нужную точку плазмы. Вакуумное окно выполнено из кварца. Излучение вводится в околопробочную область ГДЛ под углом  $36^\circ$  к оси установки. Каждая линия вводит излучение вблизи своей пробки.

Измеренные с помощью калориметра потери СВЧ-мощности на транспортировку составили  $\sim 10 \%$ .

### Экспериментальные результаты

Очень важным условием успешного ЭЦР нагрева является правильная магнитная конфигурация. В выбранной схеме ЭЦР нагрева волна вводится в плазму со стороны сильного магнитного поля. Так как источник излучения находится вдали от ГДЛ (фактически в нулевом поле), то волна неизбежно перед входом в плазму должна пересечь поверхность ЭЦР резонанса со стороны слабого поля. Будем называть это пересечение паразитным ЭЦ резонансом. Если в этом месте есть плазма заметной плотности, то из-за возникновения области непрозрачности значительная часть волны будет отражаться, а прошедшая волна будет рассеиваться и поглощаться в этой области.

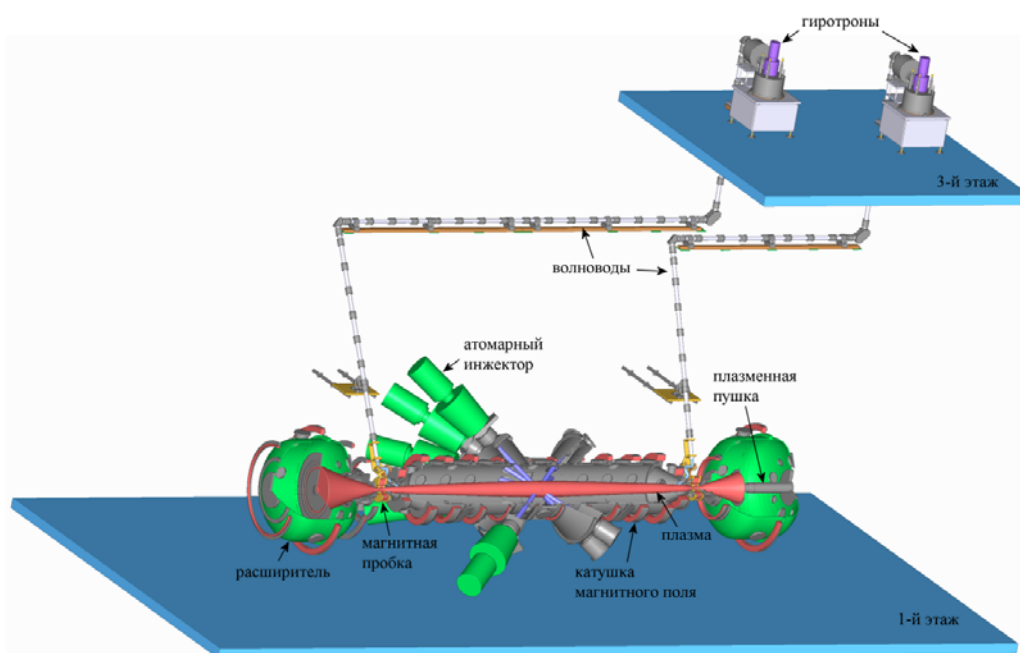


Рис. 3. Общий вид системы ЭЦР нагрева плазмы в установке ГДЛ

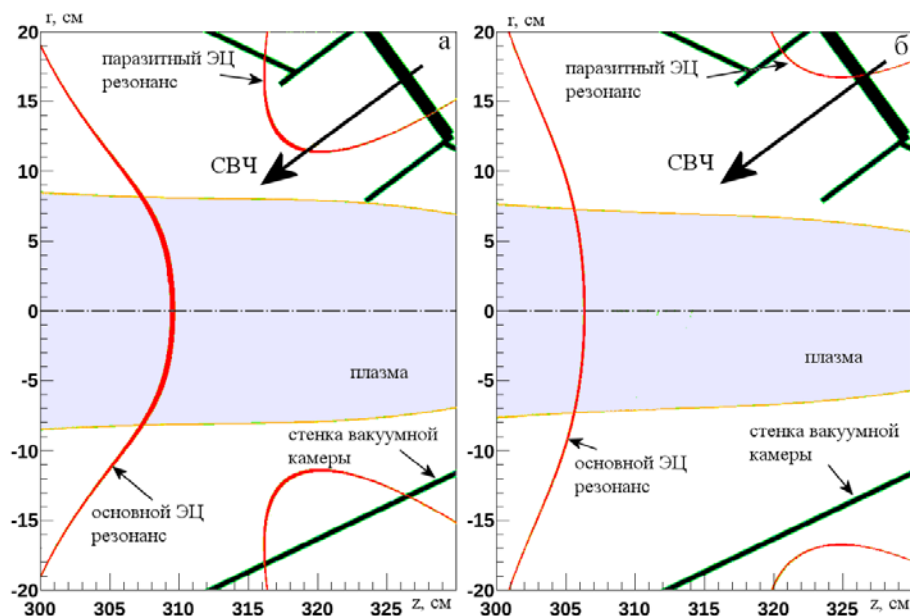


Рис. 4. Положение поверхностей ЭЦ резонанса относительно плазмы ГДЛ в стандартной (а) и в новой (б) магнитных конфигурациях

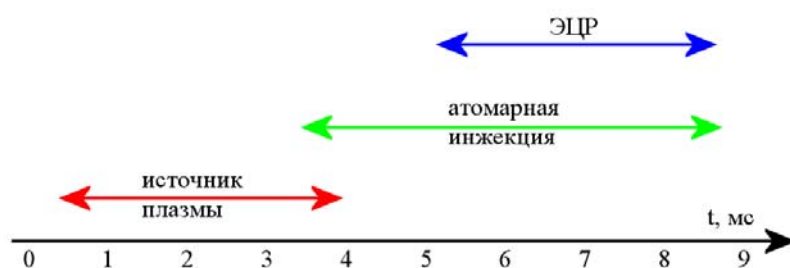


Рис. 5. Временная диаграмма эксперимента по ЭЦР нагреву плазмы

В стандартной магнитной конфигурации ГДЛ поверхность паразитного ЭЦ резонанса располагается слишком близко к основной плазме, и поэтому на этой поверхности всегда есть плазма низкой плотности (рис. 4, а). Чтобы удалить эту поверхность как можно дальше от основной плазмы, мы перекоммутировали катушки магнитной системы, усилив магнитное поле в месте ввода излучения в вакуумную камеру ГДЛ. Это позволило удалить поверхность паразитного ЭЦ резонанса практически за пределы вакуумной камеры (рис. 4, б). Энергетика ГДЛ позволила нам создать такую магнитную конфигурацию только с одного конца установки. По этой причине все эксперименты проводились с одним гиротроном. Источник питания гиротрона еще не вышел на проектные параметры, поэтому мы работали на сниженных параметрах СВЧ импульса:

мощность 300 кВт и длительность 4 мс. При увеличении плотности плазмы ухудшаются условия для захвата излучения плазмой, и уменьшается коэффициент поглощения. По этой причине мы снизили плотность плазмы в центре ловушки с  $2 \cdot 10^{13}$  до  $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Чтобы сделать более благоприятные условия для внутреннего отражения волны от границы плазмы и соответственно захвата волны плазменным шнуром, мы сделали границу плазмы более резкой, установив дополнительный лимитер вблизи места ввода излучения в плазму.

На рис. 5 представлена временная диаграмма эксперимента. Вначале включается источник плазмы, который заполняет ловушку холодной плотной плазмой. В момент окончания заполнения включается нейтральная инжекция. При этом происходит перестройка профиля и начинается

нагрев плазмы. После завершения перестройки в 5 мс включается инжекция СВЧ. В диапазоне 8–9 мс выключаются инжекторы нейтральных частиц. В 9 мс выключается гиротрон.

При инжекции СВЧ наблюдается рост интегральных параметров плазмы. На рис. 6 представлены соответственно зависимость линейной плотности плазмы, диамагнетизма плазмы и продольного тока ионов от времени в двух выстрелах: с ЭЦР нагревом и без. Линейная плотность  $\int n_e dl$  измерялась по центральной хорде в центральном сечении ГДЛ с помощью дисперсионного интерферометра. Во время ЭЦР нагрева плотность плазмы увеличилась примерно на 10%. Диамагнетизм плазмы  $\int (n_e T_e + n_i T_i) dS$  измерялся с помощью диамагнитной петли, установленной в центре ловушки. Диамагнетизм во время ЭЦР нагрева в максимуме возрос примерно на 30%. Это соответствует увеличению температуры плазмы в среднем на 20% (при увеличении плотности плазмы на 10%). На торцевом плазмоприемнике равномерно по сечению установлены 28 датчиков тока ионов  $\sim n_i \sqrt{T_i}$ , покидающих ловушку. На рис. 6, в представлена зависимость суммарного тока на эти датчики от времени. В момент времени, соответствующий максимуму энергосодержания, ток ионов во время ЭЦР нагрева возрос примерно на 20%. Это соответствует увеличению ионной температуры на 20%.

С помощью системы томсоновского рассеяния было измерено распределение электронной температуры и плотности плазмы в

центральном сечении ГДЛ в 7,5 мс (рис. 7). Эта диагностика позволяет измерять температуру и плотность в одной точке по радиусу и по времени, поэтому на рисунке представлен результат усреднения по большому числу выстрелов. На каждую точку приходится от 2 до 4 выстрелов установки. Отчетливо регистрируется увеличение электронной температуры плазмы во время ЭЦР нагрева. Однако был замечен большой разброс измеряемой температуры от выстрела к выстрелу во время ЭЦР нагрева. При этом не наблюдался сопоставимый разброс интегральных параметров плазмы, таких как линейная плотность, диамагнетизм и продольный ток ионов. Это свидетельствует о локальности нагрева плазмы. Действительно, размер плазмы в области ЭЦР нагрева  $\sim 12$  см, а размер СВЧ пучка  $\sim 4$  см. К тому же излучение дополнительно фокусируется границей плазмы, имеющей форму цилиндра. Равновесие плазмы в ГДЛ является МГД неустойчивым, однако с помощью метода вихревого удержания удается так модифицировать неустойчивое движение плазмы, что линии потока становятся замкнутыми. При этом плазма вращается вокруг центра камеры с азимутальными модами  $m = 1$  или  $m = 2$  [18]. Случайный характер фазы этого вращения от выстрела к выстрелу ведет к большому разбросу измеряемых локальных параметров плазмы. Отсутствие нагрева в центре можно объяснить особенностями профиля поглощения излучения. Вся энергия поглощается раньше, чем волна дойдет до центра плазмы, или после того, как волна пройдет центр плазмы. Другое объяснение заключается в том, что СВЧ пучок изна-

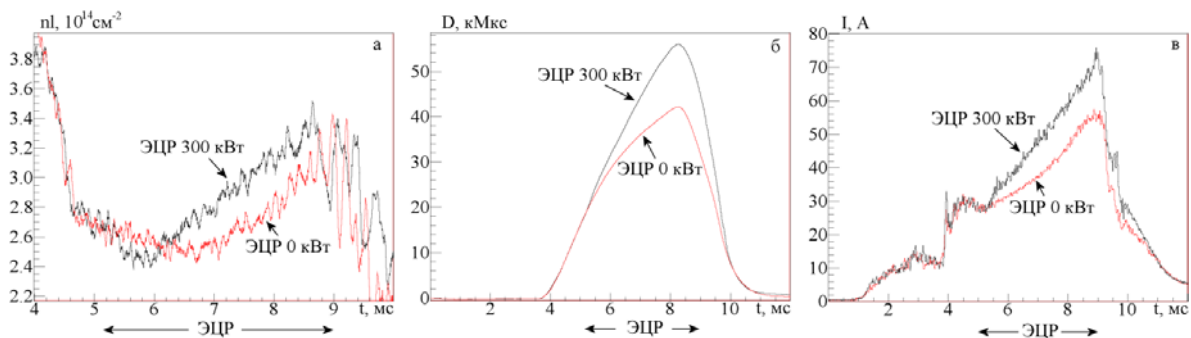


Рис. 6. Линейная плотность (а), энергосодержание (б) и продольный ток ионов (в) в выстреле с ЭЦР нагревом и без него

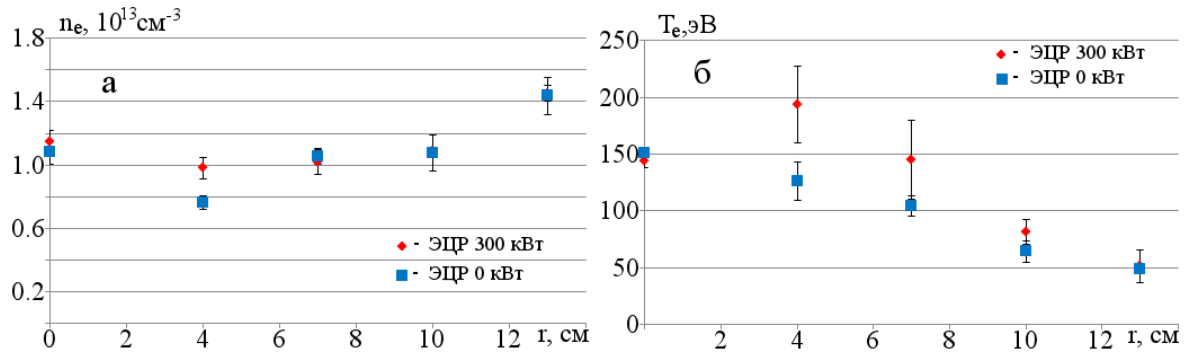


Рис. 7. Распределение плотности (а) и электронной температуры (б) плазмы по радиусу в центральном сечении ГДЛ в выстреле с ЭЦР нагревом и без него

чально не был нацелен на ось плазмы и поэтому через центр плазмы не проходит и не поглощается.

### Заключение

На установке ГДЛ на основе предложенной в работе [14] схеме ввода микроволнового излучения в плазму создана система ЭЦР нагрева плазмы на первой гармонике необыкновенной волны. Полученные результаты экспериментально подтверждают выводы теории и саму возможность увеличения электронной температуры плазмы в ГДЛ с помощью ЭЦР нагрева. Однако наблюдается расхождение между результатами численного моделирования и эксперимента. В частности, заметное изменение параметров плазмы при инжекции СВЧ наблюдалось только после снижения плотности плазмы с  $2 \cdot 10^{13}$  до  $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  на оси ГДЛ. Одна из возможных причин этого расхождения – отсутствие точных данных по профилям плотности и температуры плазмы в области ЭЦ резонанса, особенно вблизи границы плазмы. Другая возможная причина – точность выполнения приближения геометрической оптики, которое использовалось при численном моделировании распространения микроволнового излучения в плазме ГДЛ. Это приближение плохо выполняется вблизи границы плазмы, особенно при большой плотности плазмы. В дальнейшем для решения данной проблемы планируется развитие диагностической техники, аналитических и численных моделей для расчета ЭЦР нагрева плазмы в ГДЛ. Также в дальнейшем планируется увеличить мощность гиротрона до 400–500 кВт и модернизировать магнитную систему ГДЛ с целью включения в работу второго гиротрона.

### Список литературы

1. Ivanov A. A., Prikhodko V. V. Gasdynamic Trap: An Overview of the Concept and Experimental Results // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. Vol. 55. P. 063001-1–063001-32.
2. Bagryansky P. A., Ivanov A. A., Kruglyakov E. P., Kudryavtsev A. M., Tsidulko Yu. A., Andriyash A. V., Lukin A. L., Zouev Yu. N. Gas Dynamic Trap as High Power 14 MeV Neutron Source // Fusion Engineering and Design. 2004. Vol. 70. Iss. 1. P. 13–33.
3. Noack K., Rogov A., Anikeev A. V., Ivanov A. A., Kruglyakov E. P., Tsidulko Yu. A. The GDT-Based Fusion Neutron Source as Driver of a Minor Actinides Burner // Annals of Nuclear Energy. 2008. Vol. 35. Iss. 5. P. 1216–1222.
4. Yurov D. V., Anikeev A. V., Bagryansky P. A., Brednikhin S. A., Frolov S. A., Lezhnin S. I., Prikhodko V. V. Parameters Optimization in a Hybrid System with a Gas Dynamic Trap Based Neutron Source // Fusion Engineering and Design. 2012. Vol. 87. Iss. 9. P. 1684–1692.
5. Yurov D. V., Brednikhin S. A., Frolov S. A., Lezhnin S. I., Prikhodko V. V., Tsidulko Yu. A. Recent Calculation Results for a Fission-Fusion System with Gas Dynamic Trap Neutron Source // Fusion Science and Technology. 2013. Vol. 63. No. 1T. P. 313–315.
6. Simonen T. C., Anikeev A. V., Bagryansky P. A., Beklemishev A. D., Ivanov A. A., Lizunov A. A., Maximov V. V., Prikhodko V. V., Tsidulko Yu. V. High Beta Experiments in the GDT Axisymmetric Magnetic Mirror // Journal of Fusion Energy. 2010. Vol. 29. Iss. 6. P. 558–560.
7. Bagryansky P. A., Anikeev A. V., Beklemishev A. D., Donin A. S., Ivanov A. A., Kovalenko Yu. V., Kruglyakov E. P., Lizunov A. A., Lvovskiy A. V., Maximov V. V., Murakhtin S. V.,



Pinzhenin E. I., Prikhodko V. V., Pushkareva A. N., Savkin V. Ya., Solomakhin A. L., Zaytsev K. V. Confinement of Hot Ion Plasma with  $\beta = 0.6$  in the Gas Dynamic Trap // Fusion Science and Technology. 2011. Vol. 59. No. 1T. P. 31–35.

8. Ivanov A. A., Beklemishev A. D., Kruglyakov E. P., Bagryansky P. A., Lizunov A. A., Maximov V. V., Murakhtin S. V., Prikhodko V. V. Results of Recent Experiments on GDT Device after Upgrade of Heating Neutral Beams // Fusion Science and Technology. Vol. 57. No. 4. P. 320–325.

9. Abdrashitov G. F., Abdrashitov A. G., Deichuli P. P., Donin A. S., Khilchenko A. D., Lizunov A. A., Moiseev D. V., Murakhtin S. V., Sorokin A. V., Zubarev P. V. Neutron Beam System of the Gas Dynamic Trap // Fusion Science and Technology. 2011. Vol. 59. No. 1T. P. 280–282.

10. Bagryansky P. A., Maximov V. V., Pinzhenin E. I., Prikhodko V. V. DD Product Yield in the GDT Central Cell // Fusion Science and Technology. Vol. 59. No. 1T. P. 256–258.

11. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.

12. Тимофеев А. В. Резонансные явления в колебаниях плазмы. М.: Физматлит, 2009. 296 с.

13. Ахиезер А. И. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. 720 с.

14. Shalashov A. G., Gospodchikov E. D., Smolyakova O. B., Bagryansky P. A., Malygin V. I., Thumm M. Auxiliary ECR Heating System for the Gas Dynamic Trap // Phys. Plasmas. 2012. Vol. 19. Iss. 5. P. 052503-1–052503-8.

15. Bagulov D. S., Kotelnikov I. A. Electron Cyclotron Resonance Near the Axis of the Gas-Dynamic Trap // Phys. Plasmas. 2012. Vol. 19. Iss. 8. P. 082502-1–082502-8.

16. Kotelnikov I. A., Rome M. Electron Cyclotron Resonance Near the Axis of a Quadrupole Linear Trap // Phys. Plasmas. 2012. Vol. 19. P. 122509-1–122509-6.

17. Bagryansky P. A., Demin S. P., Gospodchikov E. D., Kovalenko Yu. V., Malygin V. I., Murakhtin S. V., Savkin V. Ya., Shalashov A. G., Smolyakova O. B., Solomakhin A. L., Thumm M., Yakovlev D. V. ECR Heating System for the Gas Dynamic Trap // Fusion Science and Technology. 2013. Vol. 63. No. 1T. P. 40–45.

18. Beklemishev A. D., Bagryansky P. A., Chaschin M. S., Soldatkina E. I. Vortex Confinement of Plasmas in Symmetric Mirror Trap // Fusion Science and Technology. 2010. Vol. 57. P. 351–360.

Материал поступил в редколлегию 08.11.2013

**A. L. Solomakhin, P. A. Bagryansky, Yu. V. Kovalenko  
V. Ya. Savkin, D. V. Yakovlev**

*Institute of Nuclear Physics of SB RAS  
11 Lavrentiev Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

*Novosibirsk State University  
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

*A.L.Solomakhin@inp.nsk.su; P.A.Bagryansky@inp.nsk.su; kovalenko@inp.nsk.su  
V.Ya.Savkin@inp.nsk.su; D.V.Yakovlev@inp.nsk.su*

## **ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE HEATING OF PLASMA IN THE GAS DYNAMIC TRAP**

Electron cyclotron resonance plasma heating (ECRH) system has been recently installed on the gas dynamic trap (GDT) magnetic mirror. Two microwave beams are injected into the plasma at an angle of  $36^\circ$  with respect to the machine axis in a form of extraordinary (X) waves which are subsequently absorbed in the first harmonic cyclotron resonance. Each microwave beam is generated by a Buran-A type 450 kW/54.5 GHz gyrotron. The article reports on the first microwave injection experiments with limited total power of 300 kW. Adjustment of experimental conditions and magnetic field reconfiguration resulted in an increased diamagnetic signal, electron temperature and other plasma parameters.

*Keywords:* electron cyclotron resonance, open magnetic system.