

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕЛИКОННОГО РАЗРЯДА В СХОДЯЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Ф. Вирко, К.П. Шамрай, Г.С. Кириченко, Ю.В. Вирко
Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Показано, что возрастание эффективности генерации плазмы в геликонном разряде в сходящемся магнитном поле по сравнению с разрядом в однородном поле существенно зависит от градиента поля в области антенны. Зондовыми и оптическими измерениями обнаружено существование слоя горячих (до 8 эВ) электронов в периферийной области разряда. Магнитные измерения показывают наличие мелкомасштабной радиальной структуры, распространяющейся вдоль силовых линий и связанной с электростатическими волнами. Расчеты показывают, что с ростом наклона магнитных силовых линий к поверхности плазмы под антенной резко увеличивается глубина проникновения электромагнитных полей в плазму вдоль резонансных конусов групповой скорости, что улучшает условия нагрева электронов ближе к центру плазмы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди множества индукционных источников плазмы низкого давления геликонный источник известен своей способностью генерировать наиболее плотную плазму [1,2]. На его основе были разработаны инструменты для разнообразных приложений, такие как плазмохимические реакторы для обработки материалов, газовые лазеры, космические двигатели большой и малой мощности, утилизаторы вредных отходов и др.

Генерация плазмы в геликонном источнике может быть повышена по крайней мере двумя способами. Применение спиральных или фазированных антенн дает рост пиковой плотности в 1,5...2 раза [3,4]. Этот метод имеет в основе направленное излучение геликонных волн и потому эффективен только в длинных источниках, а в коротких не приводит к какому-либо заметному эффекту [5]. Значительно большее увеличение плотности, до 5...7 раз, дает применение неоднородного магнитного поля с помещением антенны в области слабого поля [6,7]. Объяснение для столь сильного эффекта обычно ищут в уменьшении фазовых скоростей геликонных волн, что должно облегчать захват электронов продольным электрическим полем и их ускорение до ионизирующих скоростей. Эта гипотеза, однако, не находит однозначного подтверждения; в некоторых экспериментах при переходе от однородного к неоднородному магнитному полю плотность сильно растет, а фазовые скорости практически не меняются [7], а в других, наоборот, есть изменение фазовых скоростей, но нет заметного роста плотности [8].

В настоящей работе проведены сравнительные экспериментальные исследования характеристик плазмы и структуры ВЧ-магнитных полей в геликонном разряде в однородном и неоднородном магнитном поле для выяснения физических причин сильного роста эффективности генерации плазмы. Результаты объяснены на основе теоретических расчетов возбуждения и поглощения ВЧ-полей в модельной (плоской) геометрии с магнитным полем, направленным под углом к поверхности плазмы.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальное устройство (рис.1) состоит

из кварцевой камеры длиной 23 см и диаметром 14 см, присоединенной к металлической трубе такого же диаметра. Камера помещалась в магнитное поле, создаваемое двумя катушками с независимо регулируемые токами. Разряд возбуждался на частоте 13,56 МГц двухвитковой петлевой антенной, расположенной на расстоянии 6 см от заземленного концевой фланца и отделенной от плазмы электростатическим экраном.

Для измерения продольного ВЧ-магнитного поля B_z использовался магнитный зонд \varnothing 6 мм, состоящий из 6 витков вольфрамовой проволоки, находящийся в контакте с плазмой. Емкостная составляющая сигнала зонда подавлялась с помощью высокочастотного дифференциального трансформатора. Зонд мог перемещаться в продольном (z) и радиальном направлениях. При отрицательном смещении (-60 В) он использовался для измерения ионного тока насыщения, для относительных измерений плотности плазмы, а также плавающего потенциала. Продольная электронная температура измерялась плоским лэнгмюровским зондом \varnothing 4 мм, перпендикулярным магнитному полю. Он был снабжен охраняемым электродом (кольцом) и располагался в плоскости $z=17$ см. Средняя по диаметру плотность электронов измерялась 8-мм интерферометром при $z=10$ см.

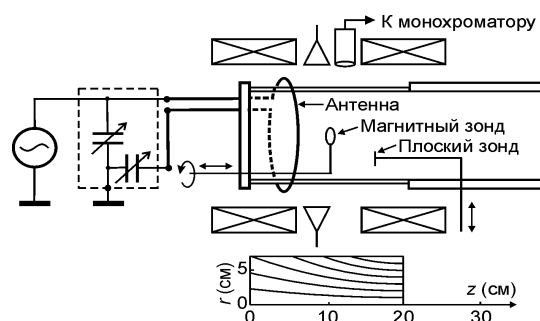


Рис.1. Схема экспериментальной установки (вверху) и профиль силовых линий в неоднородном поле (внизу)

В плоскости $z = 16$ см помещалась оптическая система, собирающая излучение из области $\varnothing \sim 13$ мм вдоль хорды разрядного объема. Светоприемник, соединенный с монохроматором гибким

световодом, мог перемещаться перпендикулярно оси плазмы.

При равных токах в катушках магнитное поле однородно при $z = 0-36$ см. При отключении левой катушки антенна находилась в области расходящихся силовых линий (см. нижний рис.1). В дальнейшем, если противное не оговорено, результаты приведены для стандартных условий: давление аргона 5 мТорр; вводимая мощность 1 кВт; в режиме однородного поля ток катушек 10 А (60 Гс на оси), неоднородного – ток в правой катушке 10 А при отключенной левой.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. ПЛОТНОСТЬ ПЛАЗМЫ

Профили магнитного поля и плотности плазмы вдоль оси разряда показаны на рис.2. Видно, что отключение левой катушки приводит к увеличению в 5 раз плотности плазмы на расстоянии $z=30$ см, при той же вводимой мощности, что согласуется с результатами [6,7]. Радиальные профили тока насыщения в различных сечениях представлены на рис.3 для индукционного разряда при $B=0$ (а) и геликонного разряда в однородном (б) и неоднородном (в) поле. Из последней серии рисунков видно, что плотность возрастает в результате продолжающейся генерации плазмы в объеме, а не вследствие фокусировки потока плазмы в сходящемся магнитном поле. В неоднородном поле на профиле плотности возникают скачки, происхождение которых пока не ясно.

Использованная выше конфигурация магнитного поля не является оптимальной. Дальнейший рост плотности плазмы может быть получен увеличением градиента магнитного поля (наклона силовых линий) в месте расположения антенны. Рис.4 показывает зависимость измеренной интерферометром плотности от тока в левой катушке при фиксированном токе в правой (10 А) и мощности 1 кВт. (При токе в левой катушке ниже 2,5 А происходит срыв разряда). Плотность плазмы также существенно возрастает при пропорциональном увеличении тока обеих катушек.

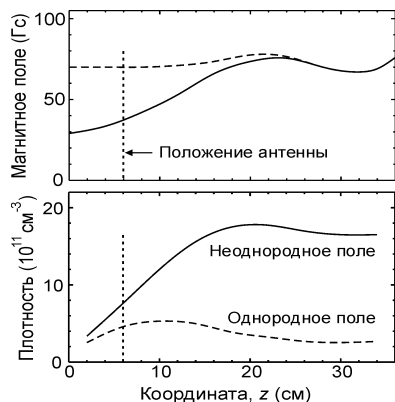


Рис. 2. Продольные профили магнитного поля и плотности плазмы на оси

2.2. СТРУКТУРА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Радиальные профили ВЧ магнитного поля B_z на разных расстояниях от фланца показаны на рис.5. Графики соответствуют следующим режимам:

- а) Вакуумное поле антенны в отсутствие плазмы.
- б) Индукционный разряд ($B=0$). Поле в плазме сильно ослаблено в результате скин-эффекта.
- в) Геликонный разряд в однородном поле. Поле B_z значительно лучше проникает внутрь плазмы в виде крупномасштабной геликонной волны.
- г) Разряд в неоднородном поле. На расстоянии $z=10$ см периферийное поле еще достаточно сильно, но на его фоне начинает формироваться мелкомасштабная радиальная структура, которая с ростом z проникает вглубь плазмы. Оба наблюдаемых максимума смещаются к оси, их траектории почти в точности следуют за сходящимися силовыми линиями постоянного магнитного поля. Само же проникновение состоит в поочередном ("эстафетном") нарастании и затухании все более выраженных максимумов, пока, наконец, не остается один узкий центральный пик.

Мелкомасштабная радиальная структура является следствием конфигурации магнитного поля и слабо зависит от концентрации плазмы и вводимой мощности. Она сохраняется и при снижении плотности до значений, характерных для разряда в однородном поле, путем понижения мощности.

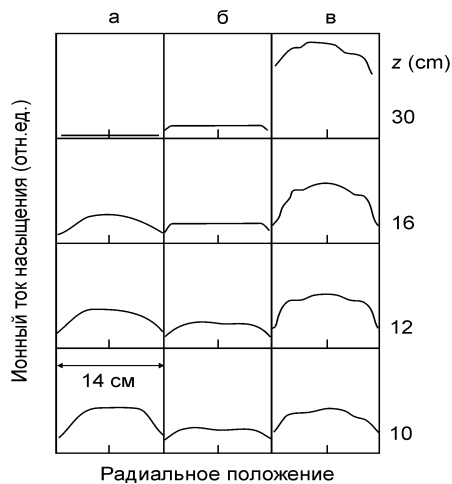


Рис. 3. Радиальные профили ионного тока насыщения на различных расстояниях z

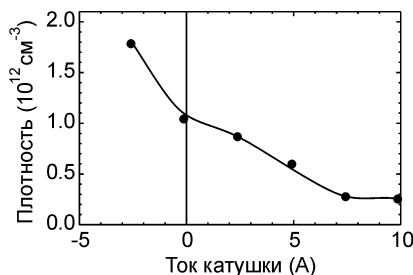


Рис. 4. Плотность плазмы ($z = 10$ см) в зависимости от тока левой катушки

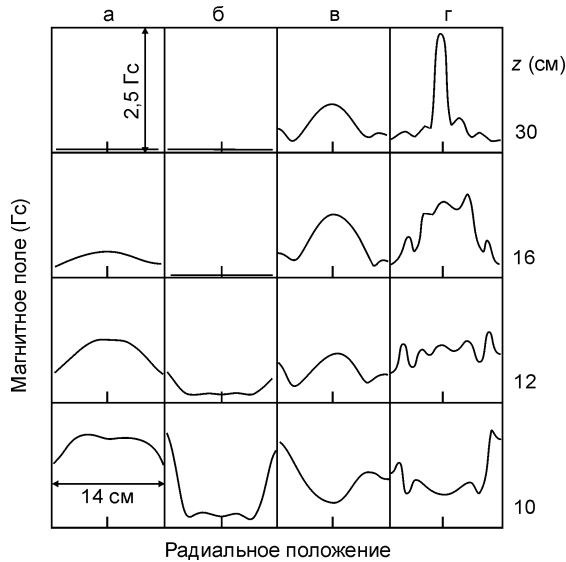
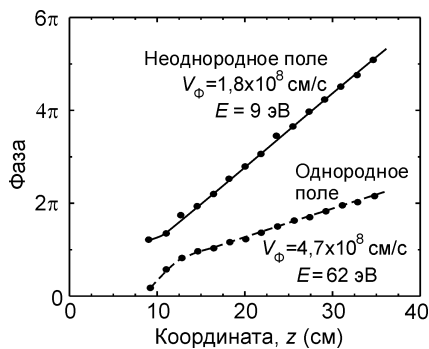


Рис. 5. Радиальные профили ВЧ-магнитного поля B_z на разных дистанциях от фланца. Магнитный зонд калибровался без плазмы в центре антенны, по которой протекал ВЧ-ток известной величины

Результаты фазовых измерений показали, что вдоль оси фаза ВЧ-поля монотонно возрастает в обоих случаях (рис. 6). Фазовая скорость примерно соответствует скорости геликонной волны для локальных значений плотности и магнитного поля, характерных для каждого из режимов (однородного и неоднородного поля). Энергии резонансных электронов при этом равны 62 и 9 эВ, соответственно; по-видимому, это многовато для эффективного захвата электронов полем геликонной волны. В радиальном направлении фаза монотонно уменьшается с удалением от оси и не наблюдается скачков фазы, которые позволили бы отождествить структуру ВЧ поля с радиальной стоячей волной.

3.3. НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ

Результаты измерений плоским зондом радиального профиля продольной электронной температуры на расстоянии $z=17$ см показаны на рис.7. В однородном поле температура составляет 4 эВ по всему сечению плазмы, кроме области вблизи стенки, где плотность мала и температура повышается до



5...6 эВ.

Рис. 6. Изменение фазы высокочастотного поля B_z вдоль оси разряда

В неоднородном поле максимум температуры в 6...7 эВ достигается значительно дальше от стенки,

в области, где плотность составляет примерно 40% от осевого значения. Анализ зондовых характеристик позволяет предположить, что указанная температура относится ко всем электронам в данной области, а не только к выделенной группе горячих частиц.

Характерным для неоднородного поля является резкое понижение плавающего потенциала в области нагрева электронов. Экспресс-локализация области нагрева проводилась измерением профиля потенциала изолированного магнитного зонда с помощью высокоомного (1 МОм) самописца. Из результатов, представленных на рис.8, видно, что в неоднородном поле зона повышенной электронной температуры тянется по периферии вдоль всего столба плазмы.

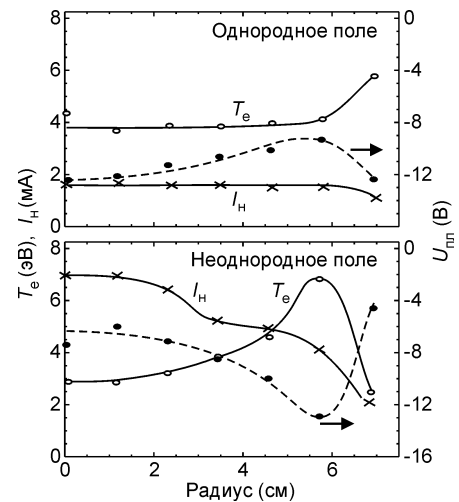


Рис. 7. Радиальные распределения температуры, ионного тока насыщения и плавающего потенциала

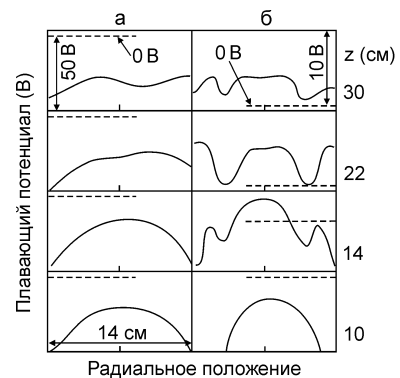


Рис. 8. Профили плавающего потенциала в однородном (а) и неоднородном (б) поле

3.4. ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Наиболее заметным эффектом при переходе от однородного к неоднородному магнитному полю является изменение цвета свечения разряда [6,7]. На рис.9 представлен участок спектра излучения разряда для двух режимов. Видно, что в неоднородном поле интенсивность линий ионизованного аргона ($ArII$) выросла почти в 7 раз, в то время как интенсивность линий нейтрального аргона (ArI) изменилась слабо (~10%). Энергия возбуждения линий $ArII$ в этой области спектра превышает 19 эВ, а для ней-

тральных атомов ~ 14 эВ. Таким образом, изменение цвета разряда происходит за счет возбуждения дополнительных ионных линий в синей области спектра.

На рис.10,а показано распределение интенсивности излучения линии нейтрального аргона $\lambda=565$ нм по диаметру разряда в неоднородном магнитном поле и вычисленное из этих данных (обратное преобразование Абея) распределение плотности излучающих атомов. Заметим, что для разряда в однородном поле эти кривые имеют аналогичный вид при меньшей интенсивности и большей ширине. То, что подобная зависимость не является аппаратным эффектом, видно из сравнения с результатами аналогичных измерений для индукционного разряда ($B=0$) при той же мощности, где распределение излучателей по радиусу монотонно (рис.10,б). Таким образом, в геликонном разряде с аксиально-симметричным ($m=0$) возбуждением максимум излучения находится в периферийной области, как в однородном, так и неоднородном магнитном поле. В последнем случае эта область совпадает с областью поглощения мелкомасштабных колебаний и локального нагрева электронов. Заметим, что измеренное отношение интенсивностей линий ионизованного и нейтрального аргона в неоднородном поле практически не изменяется по сечению разряда; выяснение причины этого нуждается в дополнительных исследованиях.

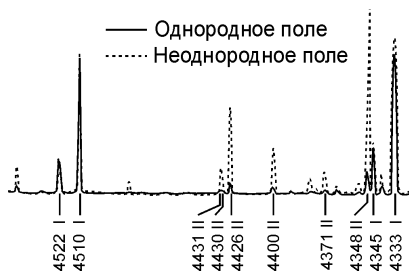


Рис. 9. Спектр излучения в однородном (сплошная кривая) и неоднородном (пунктир) магнитном поле

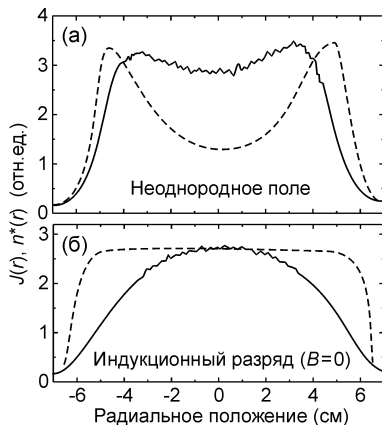


Рис. 10. Радиальные распределения интенсивности излучения (сплошная кривая) и концентрации излучающих центров (пунктир)

4. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Расчет возбуждения электромагнитных полей аксиально-симметричной ($m=0$) антенной и поглощения ВЧ-мощности в плазме в реальной геометрии со сходящимся магнитным полем требует сложной, существенно 2-мерной модели. Была рассмотрена более простая задача в плоской геометрии: полубесконечная плазма в однородном магнитном поле, направленном под углом ψ к ее поверхности, возбуждается линейным током $I_A \cos \omega t$ (рис.11). Уравнения Максвелла с тензором проницаемости в гидродинамическом приближении (с учетом столкновений) путем разложения полей в ряды Фурье по координате z сводились к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. Их решения в вакууме есть суперпозиция нераспространяющихся по x ТЕ и ТМ-мод, а в однородной плазме – суперпозиция волн вида $\exp(ik_x x)$ с комплексным k_x . Последние подчиняются дисперсионному уравнению:

$$N^2 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega[\omega_{ce} \cos(\theta - \psi) - \omega - iv_e]},$$

где ω_{pe} , ω_{ce} и v_e – плазменная, gyro- и столкновительная частоты электронов; N – показатель преломления, а θ – угол между волновым вектором и осью z . Дисперсионные кривые волн показаны на рис.12. Когда магнитное поле направлено вдоль границы плазмы, это – геликоны и квазиэлектростатические Трайвелпис-Гулдовские (ТГ) волны. Последние известны, в частности, тем, что от точечного (конечного) источника переносят энергию вдоль резонансных конусов групповой скорости $\sin \theta_{res} = \omega / \omega_{ce}$.

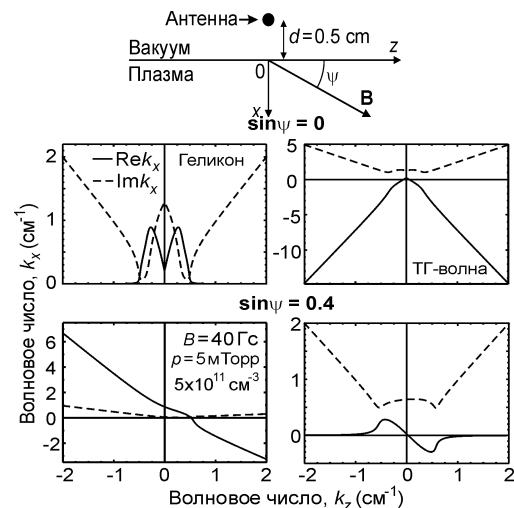


Рис. 11. Модель для теоретических вычислений

Рис. 12. Дисперсионные кривые плазменных волн на частоте 13.56 МГц для параллельного и наклонного к границе плазмы магнитного поля

При конечном ψ образуются, как видно из рис.12, связанные ТГ–геликонные моды. К ним, в степени, возрастающей с углом наклона, примешиваются еще и нераспространяющиеся по x поверхностные волны, которые имеют смысл только в ог-

раниченной плазме как локализованные на границе раздела колебания. Решение задачи завершается сшивкой полей на границе плазмы с вакуумом ($x=0$), а также в месте расположения антенны ($x=-d$) с учетом скачка z -компоненты магнитного поля.

Пространственные распределения поглощенной в плазме ВЧ-мощности, вычисленные для близких к эксперименту параметров, показаны на рис.13. Как видно, при параллельном границе магнитном поле основное поглощение происходит в ближней зоне под антенной. Лишь небольшая доля мощности уносится вдоль резонансных конусов, которые расходятся под малыми углами к магнитному полю ($\sin\theta_{cr} \approx 0,12$) в обе по z стороны от антенны. Из-за достаточно сильной диссипации ($\nu_e / \omega \approx 0,33$) конуса сильно размыты и быстро затухают при удалении от антенны. При появлении наклона магнитного поля к поверхности плазмы один из конусов поворачивается внутрь плазмы, а второй – к границе, причем оба сохраняют свою ориентацию относительно силовых линий. При близком к критическому углу (случай $\sin\psi = 0,1$ на рис.13), остается лишь один конус. Второй же направлен вдоль границы и проявляется как поглощение в узком приповерхностном слое. При больших углах этот конус вовсе исчезает; вместо него появляется другой, который, как и первый, направлен в сторону положительных z и расположен симметрично первому относительно силовой линии. На двух последних (рис.13) оба конуса неразличимы из-за сильных столкновений; однако, их можно видеть на профилях, вычисленных при меньших ν_e .

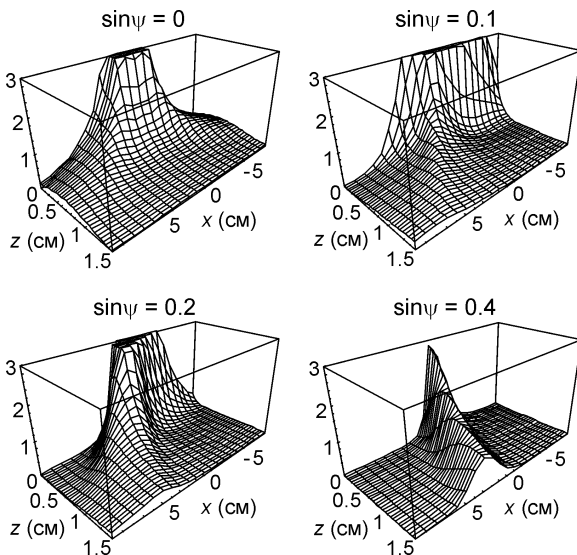


Рис.13. Профили поглощенной мощности при различных наклонах магнитных линий (в $mWt \cdot cm^{-3} \cdot A^{-2}$). Параметры вычислений те же, что на рис.12

С ростом угла наклона при $\psi > \theta_{cr}$ уменьшается затухание волн, формирующих конуса, и они все глубже проникают в плазму. Одновременно резко уменьшается доля поглощения в ближней зоне (см. рис.13). Для количественного описания эффекта была вычислена зависимость от координаты x по-

ка энергии в плазму, проинтегрированного по z , и определена длина 80-процентного поглощения мощности, $Q_x(x = \delta x) = 0,2Q_x(x = 0)$. Результат, показанный на рис. 14, говорит о быстром росте глубины проникновения полей в плазму при увеличении ψ . Очевидно, что используемая плоская модель уместна для сравнения с экспериментом до тех пор, пока эта глубина меньше радиуса плазмы, равного $r_p=7$ см. Однако и при $\delta x \geq r_p$ можно судить о распределении поглощаемой мощности, если использовать понятие длины поглощения вдоль силовой линии, $\delta\zeta = \delta x / \sin\psi$. Эта величина, как видно из рис.14, для всех углов, имеющих отношение к эксперименту, не превышает длину установки.

Рис.15 показывает погонное нагрузочное сопротивление антенны, вычисленное исходя из закона Джоуля–Ленца:

$$Q_x(x=0) = (1/2)R_p I_A^2.$$

Эта величина, а значит и излучательная способность антенны, в области параметров, относящихся к эксперименту, слабо зависят от угла наклона силовых линий. Полное сопротивление антенны оценивается умножением R_p на длину антенного контура.

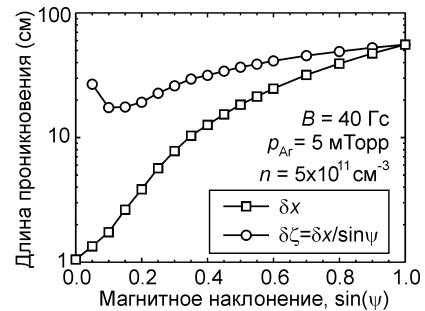


Рис. 14. Зависимости длин поглощения мощности от угла наклона силовых линий

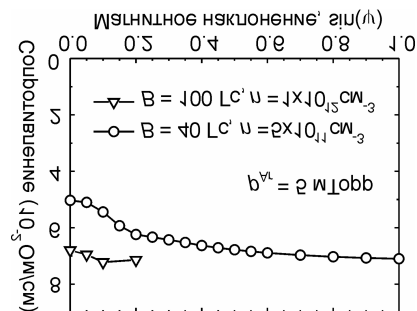


Рис. 15. Погонное нагрузочное сопротивление антенны в зависимости от угла наклона магнитного поля

Профили амплитуды ВЧ магнитного поля B_z вдоль координаты x приведены на рис.16 при разных значениях z . При $z>4$ см на профиле видны два пика, движущиеся внутрь плазмы, причем траектория минимума между ними идет практически вдоль силовой линии. Эти пики соответствуют резонансным конусам, которые в данном случае проявляются намного отчетливее, чем на профилях поглощения, и весьма похожи на наблюдаемые (ср. рис.5).

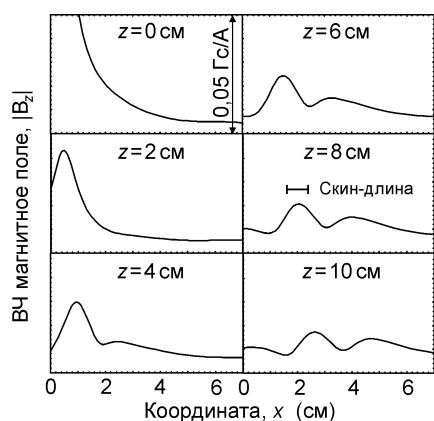


Рис.16. Профили амплитуды магнитного поля

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Характеристики плазмы и структура магнитных ВЧ-полей в геликонном разряде в сходящемся магнитном поле существенно иные, чем в однородном поле, и сильно зависят от степени расходимости силовых линий в окрестности антенны. Многократное повышение плотности плазмы возможно благодаря эффекту образования слоя горячих электронов в периферийной (но не пристеночной) области разряда. Этот эффект подтверждается также измерениями плавающего потенциала и оптическими измерениями распределения светимости плазмы.

Для разряда в сходящемся магнитном поле магнитный зонд выявляет присутствие в плазме мелко-масштабной структуры, распространяющейся к центру. Элементы структуры не могут быть связаны с геликонными волнами, поскольку имеют радиальные размеры меньшие, чем половина минимальной длины волны геликона, $\lambda_{min} / 2$. Так, на рис.5,г размеры периферийных пиков порядка 1,5 см, в то время как вычисленное (с учетом столкновений) значение $\lambda_{min} / 2 > 1,8$ см для плотностей $n < 2 \times 10^{12}$ см⁻³. К тому же фаза колебаний изменяется монотонно по радиусу, что говорит об отсутствии каких-либо стоячих по радиусу волн. Можно было бы полагать, что возникающий в отдаленной от антенны зоне разряда интенсивный центральный пик обязан фокусировке геликонной волны за счет неоднородности магнитного поля и плазмы. Однако и его размер, менее 2,5 см, находится на пределе допустимого для геликона $\lambda_{min} / 2 \sim 1,8$ см, вычисленного для значений магнитного поля 60 Гс (максимальное поле на оси системы) и плотности плазмы 2×10^{12} см⁻³.

Теоретические расчеты в упрощенной геометрии показывают, что наклонение магнитного поля к поверхности плазмы существенно изменяет пространственное распределение поглощения ВЧ-мощности. Возникают сложные связанные моды, в которых участвуют геликоны, ТГ-волны и поверхностные

волны. С ростом угла магнитного наклонения резко падает поглощение в ближней зоне антенны и усиливается поток энергии вглубь плазмы. Вклад мощности происходит направленным образом вдоль резонансных конусов по одну сторону от антенны в продольном направлении. Это может быть причиной интенсивного нагрева плазмы в этой зоне за счет быстрой электронной теплопроводности вдоль магнитного поля и образования слоя горячих электронов, способных интенсивно генерировать плазму.

Таким образом, в работе впервые прямым измерением полей в геликонном разряде в сходящемся магнитном поле обнаружено возбуждение ТГ-волн, ранее обнаруженных измерением ВЧ-токов в разряде с прямым полем [9]. Теоретически показано, что вклад мощности в таком разряде происходит направленно и ближе к центру плазмы, что может быть причиной эффективной генерации плазмы.

Работа частично поддержана Государственным Фондом фундаментальных исследований по договору № Ф7/253-2001.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.W. Boswell, F.F. Chen. Helicons – The early years // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1997, vol.25, #6, p.1229-1244.
2. F.F. Chen, R.W. Boswell. Helicons – The past decade // *Ibid.*, p.1245-1257.
3. D.G. Miljak, F.F. Chen. Helicon wave excitation with rotating antenna field // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1998, vol.7, #1, p.61-74.
4. S. Shinohara, Y. Miyauchi, Y. Kawai. Dynamic plasma behaviour excited by $m = \pm 1$ helicon wave // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 1995, vol.37, #11, p.1015-1030.
5. V.F. Virko, G.S. Kirichenko, K.P. Shamrai. Geometrical resonances of helicon waves in an axially bounded plasma // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2002, vol.11, #1, p.10-26.
6. G. Chevalier, F.F. Chen. Experimental modeling of inductive discharges // *J. Vac. Sci. Technol. A.* 1993, vol.11, #4, p.1165-1171.
7. О.В. Брагинский, А.Н. Васильева, А.С. Ковалев. Геликонная плазма в неоднородном магнитном поле. // *Физика плазмы.* 2001, т.27, №8, с.741-749.
8. X.M. Guo, J. Scharer, Y. Mouzouris, L. Louis. Helicon experiments and simulations in nonuniform magnetic field configurations // *Phys. Plasmas.* 1999, vol.6, #8, p.3400-3407.
9. D.D. Blackwell, T.G. Madziwa, D. Arnush, F.F. Chen. Evidence for Trivelpiece-Gould modes in a helicon discharge // *Phys. Rev. Lett.* 2002, vol.88, #14, p.145002-1-4.