

КВАЗИОПТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СЦЕНАРИЕВ С ЭЛЕКТРОННЫМ ЦИКЛОТРОННЫМ НАГРЕВОМ ПЛАЗМЫ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ НА УСТАНОВКЕ ГДЛ

© 2024 г. Т. А. Хусаинов^{а,*}, А. А. Балакин^а, Е. Д. Господчиков^а, А. Л. Соломахин^{а,б}, А. Г. Шалашов^{а,**}

^аИнститут прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

^бИнститут ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

*e-mail: hta@appl.sci-nnov.ru

**e-mail: ags@ipfran.ru

Поступила в редакцию 31.07.2024 г.

После доработки 10.09.2024 г.

Принята к публикации 15.09.2024 г.

Исследовано поглощение микроволнового излучения для новой схемы электронного циклотронного нагрева плазмы на второй гармонике с почти поперечным вводом излучения в виде необыкновенной волны в открытой магнитной ловушке ГДЛ (ИЯФ СО РАН). Для численного моделирования использовался абберационный квазиоптический подход, который был верифицирован на первых экспериментальных данных, полученных на установке. Проведен анализ оптимальных сценариев с новой системой нагрева; установлено, что в текущей конфигурации полная эффективность СВЧ-нагрева не превышает 60%, что существенно меньше значения, заложенного при проектировании системы. Это связано с касательным отражением греющего излучения от области резонанса — волновым эффектом, который ранее не учитывался в рамках геометрооптического приближения. Показано, что нагрев на второй гармонике не приводит к раскачке “перегревной” неустойчивости электронной компоненты, наблюдавшейся при нагреве на первой гармонике, и в целом приводит к широкому профилю энерговклада. Это является достоинством новой схемы, поскольку позволяет избежать МГД-неустойчивостей плазмы, связанных с пикированным выделением мощности в центре плазменного шнура.

Ключевые слова: высокотемпературная плазма, открытая магнитная ловушка, электронно-циклотронный резонанс, распространение волн в плазме

DOI: 10.31857/S0367292124110028, EDN: FCGLIY

1. ВВЕДЕНИЕ

Поглощение электромагнитных волн в условиях электронного циклотронного (ЭЦ) резонанса широко применяется для нагрева высокотемпературной плазмы в крупномасштабных магнитных ловушках, используемых для исследований в области управляемого термоядерного синтеза (УТС). В большинстве случаев это ловушки тороидальной конфигурации, но в последнее время возрождается интерес и к прямым открытым ловушкам. В разных странах идет разработка открытых ловушек нового поколения [1–5], и это делает актуальным разработку методов ЭЦ-нагрева для систем такого типа.

Впервые эффективный ЭЦ-нагрев плазмы с субтермоядерными параметрами в крупной открытой ловушке был реализован на установке ТМХ-У, в которой ЭЦ-нагрев позволил достичь наибольшей на тот момент температуры электронов 280 эВ [6]. Однако в конце 1980-х гг. программа развития открытых ловушек для УТС в Ливерморе была закрыта, и до недавнего времени применение ЭЦ-нагрева плазмы

в открытых ловушках было ограничено или задачами МГД-стабилизации плазмы достаточно низкой плотности, или компактными лабораторными установками для плазменных приложений (источники плазмы, частиц и излучения). Для больших установок всплеск интереса к нагреву тепловой фракции электронов в условиях ЭЦ-резонанса возник после серии успешных экспериментов по комбинированному нагреву плазмы нейтральными пучками и СВЧ-излучением на установке ГДЛ (газодинамическая ловушка) в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера, в которых было продемонстрировано удержание плазмы с рекордными параметрами [7–11]. Для эксперимента была разработана принципиально новая схема нагрева, в которой волновой пучок вводился через боковую поверхность плазменного столба, а затем захватывался за счет рефракции в неоднородной плазме и поглощался на основной гармонике необыкновенной волны [12]. В результате за счет дополнительного нагрева удалось поднять температуру электронов до 1 кэВ и увеличить поток термоядерных нейтронов на 80%. В то же время разработанная схема накладывает ряд

ограничений на параметры плазмы, магнитную конфигурацию установки и возможность управления положением области энерговклада в пространстве. Кроме того, схема с захватом излучения плохо масштабируется на установку следующего поколения ГДМЛ [4].

Для решения части этих проблем на ГДЛ была предложена альтернативная и, в определенном смысле, более простая схема нагрева, в которой СВЧ-излучение вводится вдоль поверхности ЭЦ-резонанса, а поглощение реализуется на второй ЭЦ-гармонике необыкновенной волны [13]. При этом используется тот же гиротрон, что и для нагрева на основной гармонике, а переход ко второй гармонике гирочастоты реализован за счет изменения места ввода излучения, что позволило сфокусировать СВЧ-пучок в область меньшего магнитного поля. За счет касательного ввода излучения по отношению к резонансной поверхности удастся увеличить интегральную эффективность поглощения, которая в традиционной схеме нагрева (поперечной по отношению к поверхности ЭЦ-резонанса) оказывается недостаточно высокой для типичных параметров плазмы ГДЛ [12]. Новая схема нагрева была предложена на основании метода трассировки лучей в рамках приближения геометрической оптики. Для типичных сценариев разряда в ГДЛ-моделирование с помощью геометрооптического численного кода предсказало поглощение до 90% инжектированной СВЧ-мощности при оптимальной плотности плазмы и угле ввода излучения (при электронной температуре на оси 200 эВ). Однако в первых экспериментах была достигнута доля поглощенной мощности менее 50%. Причина расхождения может быть связана с недостаточной точностью лучевого подхода.

Основные эффекты, которые могут приводить к нарушению приближения геометрической оптики при распространении СВЧ-пучка вдоль поглощающего слоя, связаны с пространственной дисперсией в сильно неоднородной области резонансного поглощения (тепловые эффекты) и с дифракционным расплыванием существенно неоднородного волнового пучка вне этой области [14]. Эффективность поглощения в рассматриваемой схеме ограничивается явлением отражения волн от области поглощения, в которой среда перестает быть плавно-неоднородной в масштабах длины волны, что требует выхода за рамки приближения геометрической оптики при описании физики происходящих процессов. Прямой учет этих эффектов в рамках уравнений Максвелла сложен и нецелесообразен, поскольку СВЧ-излучение распространяется в плазме в виде хорошо сформированных квазиоптических пучков, а длина волны излучения мала по сравнению с размерами установки. Адекватным методом является последовательный квазиоптический подход, основанный на асимптотическом разложении уравнений Максвелла в параксиальном приближении в окрестности выделенной геометроопти-

ческой моды [15, 16]. Этот метод был адаптирован для описания распространения и поглощения волновых пучков в открытых ловушках [17–19]. В итоге это привело к созданию достаточно универсального квазиоптического кода *QOOT*, который применялся для моделирования резонансного ЭЦ-нагрева плазмы [18–21] и коллективного рассеяния микроволнового излучения в нерезонансной плазме [22–25] в установке ГДЛ.

В настоящей работе представлены результаты квазиоптического моделирования нового сценария ЭЦ-нагрева плазмы в ГДЛ на второй гармонике. Моделирование позволило более точно описать уже проведенные эксперименты, а также предложить оптимальные режимы для следующих экспериментов. Статья организована следующим образом. В разд. 2 описана реализация нового метода ЭЦ-нагрева плазмы и дан краткий обзор результатов первых экспериментов на установке ГДЛ. В разд. 3 мы напоминаем основные идеи разрабатываемого авторами квазиоптического подхода и реализующего его кода, далее более подробно обсуждаем детали, связанные с адаптацией метода для моделирования ЭЦ-нагрева на второй гармонике в рассматриваемой геометрии. В разд. 4 приводится сравнение результатов квазиоптических расчетов с приближением геометрической оптики и с данными эксперимента. В разд. 5 обсуждаются возможности оптимизации режимов ЭЦ-нагрева на второй гармонике в будущих экспериментах на установке ГДЛ. В разд. 6 приводятся результаты самосогласованного расчета профиля поглощения и температуры электронов с учетом продольных потерь энергии через магнитные пробки, здесь мы вновь возвращаемся к интерпретации недавно проведенного эксперимента, по данным которого верифицируем нашу модель, затем с исследовательскими целями моделируем набор “виртуальных” экспериментов с повышенной мощностью СВЧ-нагрева. В заключении сформулированы основные результаты работы.

2. РЕАЛИЗАЦИЯ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ ЭЦ-ЧАСТОТЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА УСТАНОВКЕ ГДЛ

Газодинамическая ловушка ГДЛ является прототипом термоядерного источника нейтронов для материаловедения, дожигания радиоактивных отходов и гибридного термоядерного реактора [26, 27]. Нейтроны в ГДЛ рождаются в результате реакции термоядерного синтеза при столкновениях в популяции горячих ионов, которые образуются в процессе захвата мощных нейтральных пучков мишенной плазмой. Нейтронный поток пропорционален квадрату времени жизни горячих ионов в плазме. Одним из основных механизмов, определяющих время жизни горячих ионов, является их взаимодействие с электронами — чем меньше температура электронов, тем быст-

рее горячие ионы теряют свою энергию при столкновениях с электронами. Дополнительный ЭЦ-нагрев применяется на ГДЛ для увеличения температуры электронов и, соответственно, времени жизни горячих ионов.

Для реализации ЭЦ-нагрева на второй гармонике необыкновенной волны (Х2 мода) была переделана одна из двух СВЧ-систем для ЭЦ-нагрева на первой гармонике. Старый гиротрон мощностью 400 кВт был заменен на новый мощностью 800 кВт, частота гиротрона 54.5 ГГц осталась той же. Одновременно была модернизирована криогенная система гиротрона — заливной криостат был заменен на сухой криомагнит. Новый гиротрон мощнее старого и оснащен системой рекуперации, поэтому для него была собрана новая более мощная и с большим энергозапасом система питания.

Циклотронный резонанс на второй гармонике расположен в другом месте установки, поэтому волноводная линия и квазиоптическая система ввода излучения в плазму были переделаны. Общий вид новой системы приведен на рис. 1. Эта система позволяет производить инъекцию сфокусированного СВЧ-пучка в плазму в область с магнитным полем 0.973 Тл,

что соответствует второй гармонике ЭЦ-резонанса на частоте 54.5 ГГц. Для стандартных плотностей плазмы рядом с резонансной поверхностью со стороны сильного магнитного поля находится область непрозрачности плазмы, поэтому ввод СВЧ-излучения осуществляется со стороны слабого поля. Последнее зеркало, фокусирующее излучение в плазму, расположено на расстоянии 70.5 см от оси ГДЛ вдоль луча, минимальный размер пучка в плазме достигается при радиусе пучка 2.45 см в каустике, которая расположена на расстоянии 40 см от оси ГДЛ без учета рефракции плазмы. Система ввода позволяет изменять угол инъекции в диапазоне $74\text{--}84^\circ$ к оси установки и от -5° до 5° в перпендикулярной плоскости, это позволяет менять область энерговыведения в плазме, а также компенсировать рефракцию излучения в плотной плазме. Новая система была рассчитана и оптимизирована с помощью геометрикооптического многолучевого кода для стандартной магнитной конфигурации ГДЛ, стандартных профилей плотности и температуры плазмы и доступных мест для размещения узла ввода излучения в вакуумную камеру. Характерный вид лучевых траекторий приведен на рис. 2.

Для первых экспериментов была выбрана стандарт-

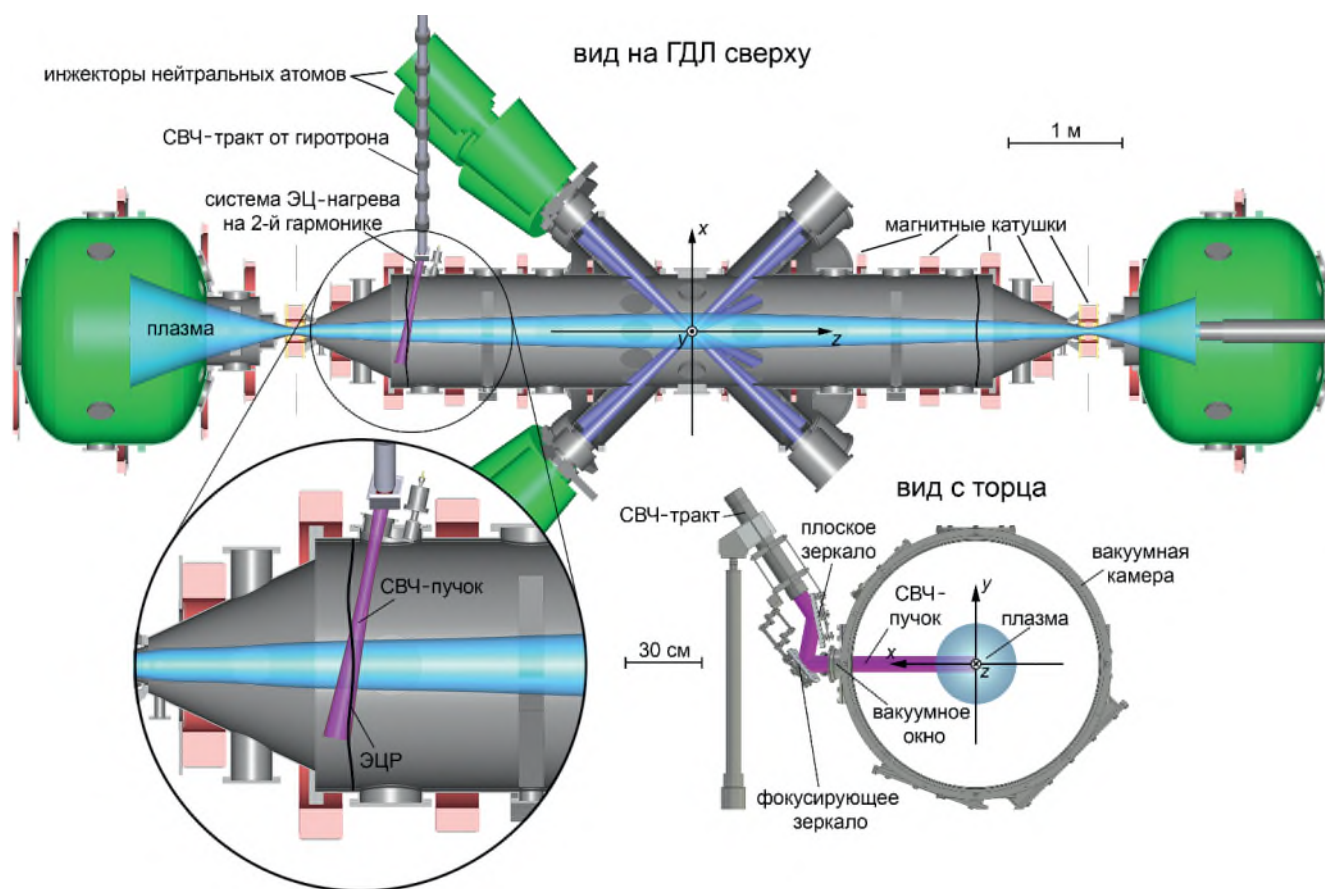


Рис. 1. Общий вид новой системы ЭЦ-нагрева на второй гармонике на плане установки ГДЛ (вид сверху). Система ввода СВЧ-излучения показана снизу в двух ракурсах с увеличением. Электронный циклотронный резонанс для второй гармонике обозначен меткой ЭЦР. Координаты (x, y, z) в дальнейшем используются при визуализации результатов моделирования.

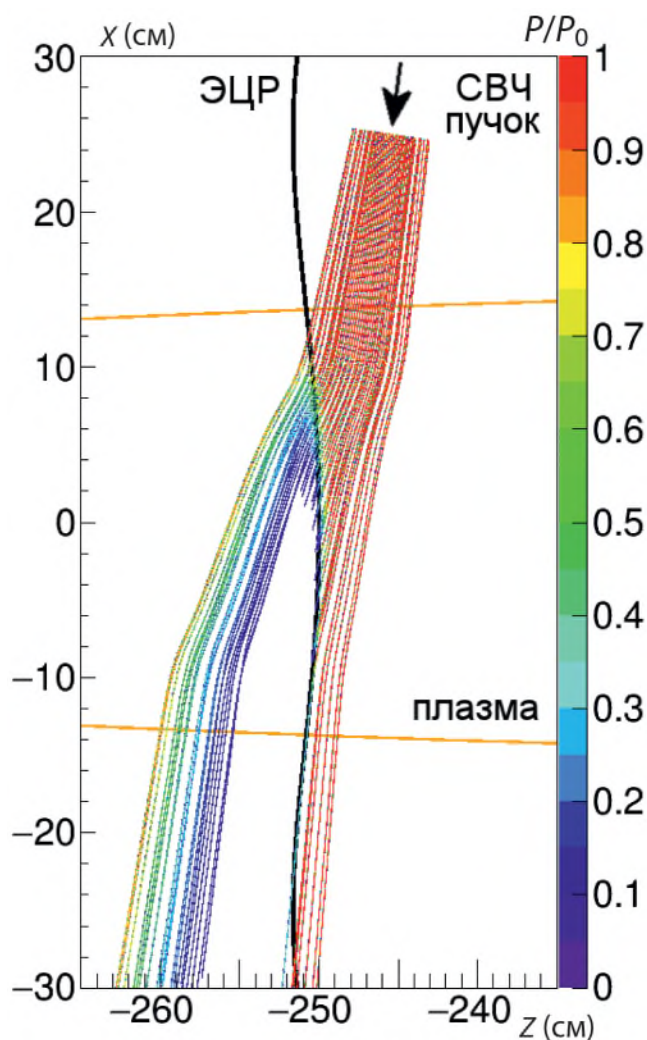


Рис. 2. Пример геометрического расчета ЭЦ-поглощения необыкновенной волны на второй гармонике (X2 мода) в стандартной конфигурации ГДЛ. Показан пучок лучевых траекторий в том же сечении ГДЛ, как на рис. 1, цвет кодирует изменение интенсивности микроволнового излучения вдоль лучей. Угол ввода 81° положение ЭЦ-резонанса на второй гармонике (черная линия) $z = -250$ см. Полная поглощенная мощность составляет $\eta = 78\%$ от вводной мощности СВЧ-пучка.

ная конфигурация магнитного поля. Мощность излучения гиротрона была снижена до 300 кВт на входе в плазму. Начальная плазма производилась с помощью дугового генератора плазмы. После заполнения ловушки холодной плазмой источник плазмы отключался, и начиналась инжекция мощных атомарных пучков ($t = 3.5$ мс). Примерно через 1 мс после этого включался гиротрон системы ЭЦ-нагрева на второй гармонике ($t = 5.2$ мс). В момент времени $t = 7$ мс с помощью системы томсоновского рассеяния измерялись профили электронной температуры и плотности плазмы [28]. Атомарная инжекция завершалась при $t = 8$ мс, еще через 1 мс прекращался ввод СВЧ-излучения.

Результаты экспериментов приведены на рис. 3 и 4, данные взяты по публикации [13] и носят предварительный характер. На рис. 3а представлена зависимость мощности рассеянного СВЧ-излучения в вакуумной камере ГДЛ от времени, измеренная в типичном выстреле с помощью СВЧ-диода. Также изображена мощность рассеянного излучения в специальном калибровочном импульсе, в котором отсутствовало поглощение излучения плазмой. Как можно видеть, поглощение излучения в плазме снизило уровень рассеянного СВЧ-излучения примерно в два раза, что позволяет оценить эффективность поглощения на уровне 50%. О нагреве плазмы также свидетельствует увеличение радиационной температуры собственного ЭЦ-излучения плазмы на частоте 75 ГГц (X2 мода) после включения гиротрона, которое регистрируется с помощью радиометра, принимающего излучение с противоположного относительно ЭЦР-нагрева конца установки (рис. 3б), и рост диамагнетизма плазмы (рис. 3в). На рис. 4 приведены для сравнения два радиальных профиля электронной температуры и концентрации в выстреле с ЭЦ-нагревом и без него. Видно, что температура электронов увеличивается на всем измеренном диапазоне радиусов плазмы, в то время как плотность плазмы изменяется слабо в пределах $(0.7-1.0) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Это приводит к увеличению времени жизни горячих ионов в ГДЛ, что отражается в повышенном диамагнитном сигнале, приведенном на рис. 3в, а также в увеличении других, связанных с быстрыми ионами сигналов (нейтронный поток, мощность продольных потерь энергии, низкочастотные колебания плазмы). Более подробный анализ всей совокупности накопленных экспериментальных данных будет опубликован отдельно.

3. КВАЗИОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И КОД QOOT

Прежде всего, заметим, что специфика СВЧ-нагрева в современных прямых ловушках стимулировала развитие квазиоптической теории, изначально предложенной для тороидальных систем. Это связано с тем, что в прямой ловушке магнитное поле в основном меняется вдоль своего направления, а в тороидальной — поперек. Например, в рассматриваемой в настоящей работе геометрии излучение распространяется почти поперек магнитного поля, при этом магнитное поле слабо меняется вдоль направления распространения, но достаточно сильно поперек СВЧ-пучка. За счет этого пучок пересекает резонансную поверхность по касательной (значительная часть этой поверхности лежит внутри пучка примерно параллельно его оси) — для тороидальной геометрии это весьма экзотический случай [29]. Подобные обстоятельства приводят к тому, что приближения и численные приемы, которые хорошо проявили себя при моделировании распространения

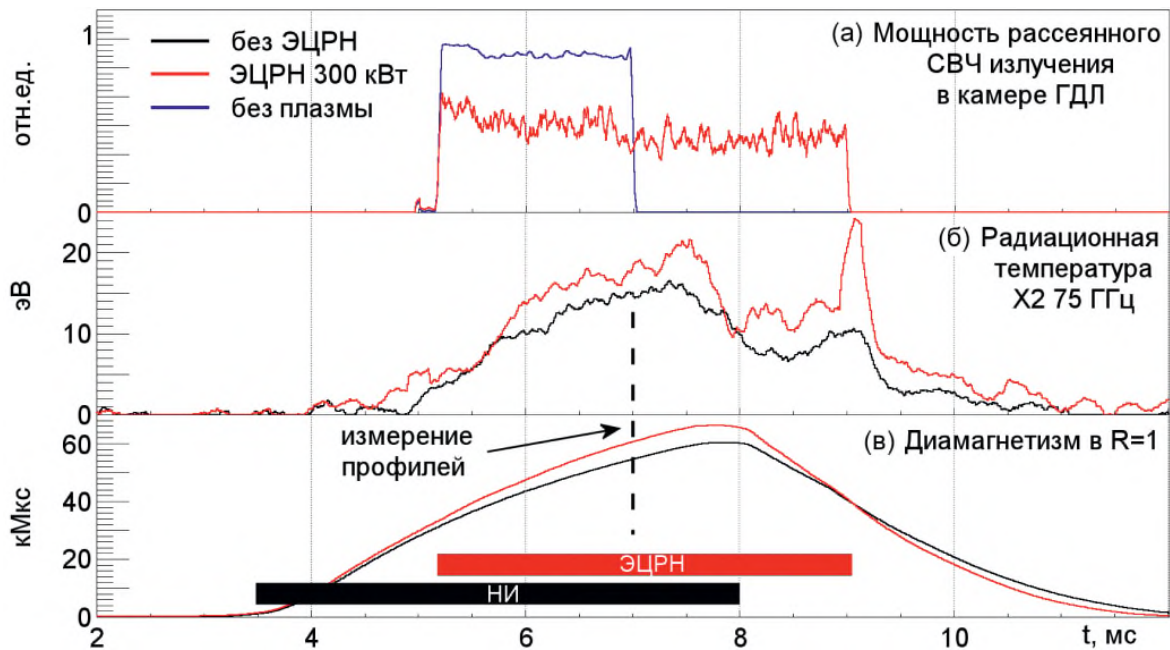


Рис. 3. Примеры зависимостей от времени, зарегистрированные в процессе экспериментов по X2 ЭЦ-нагреву: сигналы с СВЧ-диода при выстреле гиротрона в вакуумную камеру без плазмы (синий) и во время нагрева (красный) (а); эффективная температура ЭЦ-излучения (75 ГГц, X2 мода) в выстреле без нагрева (черный) и с нагревом (красный) (б); сигнал с диамагнитной петли в центральном сечении ГДЛ в выстреле без нагрева (черный) и с нагревом (красный) (в). Сигналы с ЭЦР-нагревом сняты в выстреле 54074, сигналы без ЭЦР нагрева — в выстреле 54071, экспериментальные данные впервые приведены в [13].

волн в тороидальных установках [30], не работают для прямых ловушек.

Это потребовало создания уточненной теоретической модели и существенной модификации численных алгоритмов, что привело к созданию нового квазиоптического кода *QOOT* (*Quasi-Optics for Open Traps*) практически с нуля. В базовой версии кода *QOOT* пространственные распределения концентрации и температуры электронов в установке предполагаются заданными. Решается прямая задача электродинамики — по известным из эксперимента или из другой независимой модели квазистационарным профилям плазмы и магнитной конфигурации рассчитывается распределение СВЧ-поля и удельный энерговклад за счет диссипации волн в плазме. Детальное описание этого кода можно найти в [18, 20]. В расширенной версии кода *QOOT-SC* (*Self-Consistent*) реализован самосогласованный расчет распределения поглощаемой СВЧ мощности и профиля температуры электронов, неизвестного заранее и устанавливающегося в результате баланса нагрева и потерь энергии в газодинамической ловушке. Этот код описан в [19], заложенная в код физика более подробно обсуждается в [21]. В данной работе используются обе версии квазиоптического кода. Для удобства читателя ниже мы приводим краткое резюме вышеперечисленных работ, делая акцент на адаптации общего кода для моделирования ЭЦ-нагрева на второй гармонике в рассматри-

ваемой геометрии.

Начнем с определения модели среды. Дисперсионное уравнение для электромагнитных волн, распространяющихся в локально-однородной слаборелятивистской магнитоактивной плазме приближенно можно представить в следующем виде [31, 32]:

$$N_{\perp}^2 [(\epsilon_{+} - \epsilon_{\parallel}) (\epsilon_{-} - N^2) + (\epsilon_{-} - \epsilon_{\parallel}) (\epsilon_{+} - N^2)] = 2\epsilon_{\parallel} (\epsilon_{+} - N^2) (\epsilon_{-} - N^2), \quad (1)$$

где $N^2 = N_{\perp}^2 + N_{\parallel}^2$; $N_{\parallel}$ и $N_{\perp}$ — компоненты волнового вектора вдоль и поперек направления магнитного поля, нормированные на $k_0 = \omega/c$; ϵ_{+} , ϵ_{-} , $\epsilon_{\parallel}$ — диагональные элементы тензора диэлектрической проницаемости для компонент поля в стиковом представлении. Нondiagonalные компоненты тензора при выводе (1) считаются равными нулю. Известно, что вблизи второй циклотронной гармоники это приближение выполняется для максвелловской плазмы при условии малости параметра $\beta_T = \sqrt{T_e/mc^2}$ (отношение тепловой скорости электронов к скорости света мало) [33], что заведомо выполняется при рассматриваемых нами температурах до 1 кэВ. При этом, несмотря на то, что $\beta_T \ll 1$, дисперсионное уравнение необходимо рассматривать в так называемом слаборелятивистском приближении [34]. С точностью до членов первого порядка по β_T^2 диагональные компоненты

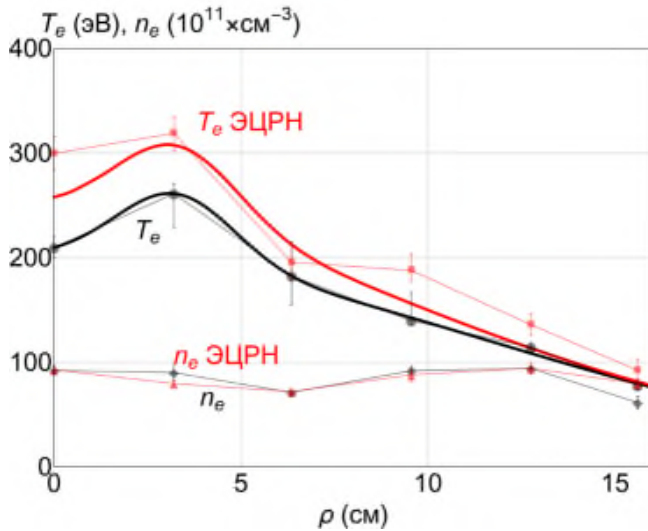


Рис. 4. Сравнение профилей электронной температуры и концентрации при X2 ЭЦ-нагреве с инжектируемой мощностью 300 кВт. Точками показаны измеренные значения электронной температуры без нагрева (выстрел 54071) и с X2 нагревом (выстрел 54074), измерения проводились через 7 мс после начала разряда для обоих выстрелов, экспериментальные данные взяты из [13]. Жирными линиями отражены результаты моделирования, описанного в разделе 6, черной линией показан модельный профиль температуры, взятый в качестве стартового, красной линией показан рассчитанный самосогласованный профиль. Угол ввода 79° положение ЭЦ-резонанса $z = -253.5$ см было взято отличным от посчитанного по токам катушек в выстреле 54074.

тензора могут быть записаны в стандартном виде

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \quad \varepsilon_{+} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + \omega_{ce})},$$

$$\varepsilon_{-} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{ce})} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} N_{\perp}^2 \mathcal{F}_{7/2},$$

где ω_{pe} и ω_{ce} — ленгмюровская и циклотронная частота для электронов, определяющие плотность плазмы и напряженность внешнего магнитного поля соответственно. Все эффекты, связанные с пространственной дисперсией и резонансной диссипацией в окрестности второй ЭЦ-гармоники, определяются в виде добавки в ε_{-} , зависящей от функции Шкаровского

$$\mathcal{F}_{7/2}(\varphi, \psi) = -ie^{-\psi^2} \int_0^{\infty} \frac{dt}{(1-it)^{7/2}} \exp\left(-i\varphi^2 t + \frac{\psi^2}{1-it}\right),$$

Аргументы функции Шкаровского определяются как $\psi^2 = N_{\parallel}^2/2\beta_T^2$ и $\varphi^2 = \psi^2 - \delta^2/\beta_T^2$, где $\delta_2 = (\omega - 2\omega_{ce})/\omega$ — отстройка от второй гармоники циклотронного резонанса. Важность учета релятивистских эффектов при резонансном поглощении связана с тем, что при распространении излучения почти поперек внешнего магнитного поля могут нарушиться

условия $N_{\parallel} \gg \beta_T$ и $N_{\parallel}^2 \gg 2\delta_2$, необходимые для применения нерелятивистского приближения через функции Крампа [34].

Поскольку нам нужно моделировать почти поперечный ввод излучения, эволюционную координату для квазиоптического уравнения (опорный луч) удобно направить строго поперек оси ловушки. Понять нашу систему координат помогут рис. 1 и 2. В качестве эволюционной координаты будем использовать координату x , в качестве поперечных координат — декартову систему (y, z) , ось z направлена вдоль оси симметрии ловушки. Дополнительно будем считать, что магнитное поле направлено строго по оси системы z , что хорошо подходит для описания длинной и осесимметричной установки ГДЛ. Поэтому в уравнении (1) $N_{\parallel} = N_z$, $N_{\perp}^2 = N_x^2 + N_y^2$, а в силу аксиальной симметрии ловушки все параметры среды зависят только от z и $\tilde{\rho}^2 = x^2 + y^2$. Поэтому можно определить комплексное решение дисперсионного уравнения $N_{\perp}^2(\tilde{\rho}, z, N_z)$, отвечающее действительному импульсу N_z вдоль магнитного поля, которое, в свою очередь, определяет комплексную компоненту волнового вектора N_x вдоль эволюционной координаты для любого действительного N_y . В нашем приближении уравнение (1) является кубическим относительно $N_{\perp}^2$. Вдали от области резонанса два его решения будут близки к корням квадратного уравнения, отвечающего холодной плазме. Это позволяет выбрать правильный корень, отвечающий заданной (необыкновенной) электромагнитной моде, и использовать его в качестве стартового значения для итеративного поиска решения при конечной температуре. Характерный вид решения дисперсионного уравнения для необыкновенной волны вблизи резонанса на второй гармонике приведен на рис. 5. Для сравнения приведено также стандартное приближенное решение, полученное в первом порядке теории возмущений относительно тепловой поправки $\propto \beta_T^2$. Можно видеть, что и действительная, и мнимая части показателя преломления испытывают значительное возмущение за счет тепловых поправок в дисперсионном соотношении.

В рамках квазиоптического подхода поиск распределения волнового поля в объеме ловушки сводится к решению эволюционного уравнения

$$\frac{\partial u}{\partial x} = ik_0 \hat{H}[u], \quad \hat{H} = \hat{H}_H + i\hat{G}\hat{G} \quad (2)$$

для скалярной комплексной амплитуды $u(x, y, z)$ с нелокальным эволюционным оператором $\hat{H}$, который восстанавливается из решения локального геометрикооптического дисперсионного соотношения [17, 18, 20]. Здесь $\hat{H}_H$ и $i\hat{G}^2$ представляют собой, соответственно, эрмитову и антиэрмитову (положительно определенную для диссипативной среды) части эволюционного оператора, действие которых на поле u определено как

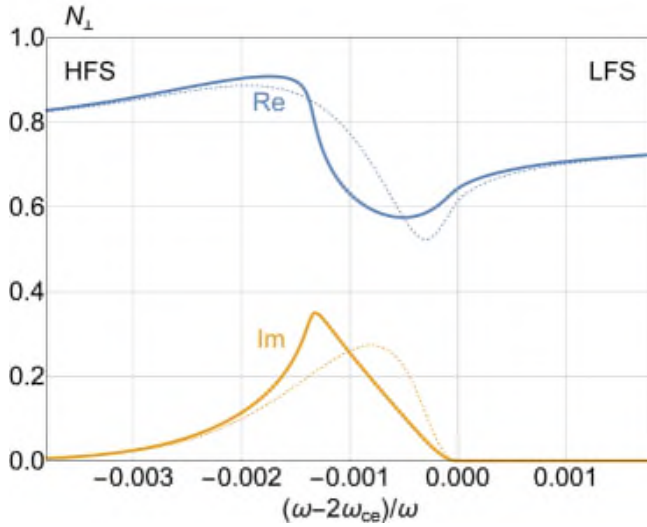


Рис. 5. Пример решения дисперсионного уравнения (1) для поперечного волнового вектора необыкновенной волны вблизи резонанса на второй гармонике: строгое решение (сплошная линия) и приближенное решение в первом порядке возмущений по β_T^2 (штриховая линия). Метки HFS и LFS определяют области с большими и меньшими значениями магнитного поля соответственно. Расчет для $\omega_{pe}^2/\omega^2 \approx 0.27$ ($n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и $\beta_T \approx 0.02$ ($T_e = 200 \text{ эВ}$).

$$\hat{H}_H[u] = \int \frac{1}{2} \left(\text{Re } H(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{k}'_\perp, x) + \text{Re } H(\mathbf{r}'_\perp, \mathbf{k}_\perp, x) \right) \times \\ \times u(\mathbf{r}'_\perp, x) e^{ik'_\perp(\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp)} \frac{d\mathbf{r}'_\perp d\mathbf{k}'_\perp}{(2\pi)^2}, \\ \hat{G}[u] = \int \frac{1}{2} \left(\sqrt{\text{Im } H(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{k}'_\perp, x)} + \sqrt{\text{Im } H(\mathbf{r}'_\perp, \mathbf{k}_\perp, x)} \right) \times \\ \times u(\mathbf{r}'_\perp, x) e^{ik'_\perp(\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp)} \frac{d\mathbf{r}'_\perp d\mathbf{k}'_\perp}{(2\pi)^2},$$

где $\mathbf{r}_\perp = (y, z)$ и $\mathbf{k}_\perp = (k_0 N_y, k_0 N_z)$ — векторы, определенные в плоскости, ориентированной поперек опорного луча (не направления магнитного поля). Ядра интегральных операторов заданы в симметричном относительно поперечной координаты виде для обеспечения эрмитовости этих операторов, конкретный способ симметризации выбран из соображений эффективности численного расчета и обоснован в [35]. В параксиальном приближении

$$H(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{k}_\perp, x) \approx N_x = \mp \sqrt{N_\perp^2(\tilde{\rho}, z, N_z) - N_y^2}. \quad (3)$$

В нашем случае $N_\perp^2$ — решение уравнения (1), отвечающее необыкновенной волне, знак перед корнем определяется направлением ввода излучения. Аксиальная симметрия и однонаправленность магнитного поля существенно ускоряют численное решение квазиоптического уравнения (2). В общем случае решение квазиоптического уравнения потребовало бы решения трансцендентного уравнения относительно N_x для пятимерного массива точек $(x, \mathbf{r}_\perp, \mathbf{k}_\perp)$, а в нашем случае решается лишь кубическое уравнение относительно $N_\perp^2$ для трехмерного набора точек $(\tilde{\rho}, z, N_z)$. При

численной реализации поиска решения дополнительную помощь оказывает использование значений $N_\perp^2$ в соседних ячейках сетки, которые позволяют контролировать правильный выбор моды по плавности изменения найденного решения.

В диссипативной среде мнимая часть выражения (3) задает антиэрмитову часть эволюционного оператора, которая в свою очередь определяет объемную плотность поглощаемой в среде СВЧ-мощности $\Pi = 2k_0 \text{Re}(u^* \hat{G}[\hat{G}[u]])$. При нагреве плазмы в магнитной ловушке вкладываемая мощность быстро перераспределяется по магнитным поверхностям, поэтому для нас представляет интерес одномерное распределение мощности по магнитным поверхностям, определяемое как

$$P_{\text{ECR}}(\rho) = \frac{1}{l(\rho)} \iiint \Pi(x, y, z) \times \\ \times \delta(\rho - \rho(x, y, z)) dx dy dz, \quad (4)$$

где $l(\rho) = \iint \delta(\rho - \rho(x, y, 0)) dx dy$ определяет эффективный периметр магнитной поверхности в сечении $z = 0$. В длинной аксиально-симметричной ловушке ГДЛ магнитные поверхности задаются приближенными уравнениями $\tilde{\rho}^2 B_z(z) = \text{const}$, учитывающими сохранение потока (вмороженность) магнитного поля, поэтому

$$\rho(x, y, z) = \tilde{\rho} \sqrt{B_z(0)/B_z(z)}.$$

Здесь $z = 0$ отвечает центру ловушки и минимуму магнитного поля, ρ имеет смысл радиуса магнитной поверхности в центральном сечении, а $\tilde{\rho}$ определяет радиус магнитной поверхности в сечении z . Для этого случая $l(\rho) = 2\pi\rho$. Введенную величину $P_{\text{ECR}}(\rho) = \Delta Q/\Delta S$ можно физически интерпретировать как поглощаемую СВЧ-мощность ΔQ , приходящаяся на единицу площади $\Delta S = 2\pi\rho\Delta\rho$ поперечного сечения в центре ловушки, то есть усредненная поверхностная плотность вкладываемой СВЧ-мощности. Усредненная объемная плотность при этом будет соответствовать P_{ECR}/L , где $L = B_{\text{min}} \int dz/B_z$ приведенная длина силовой трубки.

Заметим, что во всех предыдущих работах [18–25] в качестве эволюционной использовалась координата z вдоль оси ловушки, а диэлектрический отклик теплой плазмы рассчитывался в нерелятивистском приближении. Переход к поперечной координате x и слаборелятивистскому приближению был навязан геометрией распространения излучения в рассматриваемом нами случае. Это потребовало соответствующей модификации базового квазиоптического кода. Предположение относительно постоянного направления магнитного поля не принципиально для нашей методики и может быть обойдено при необходимости, однако в совокупности с выбором опорной прямой поперек оси ловушки оно позволяет упростить процедуру восстановления квазиоптического уравнения по дисперсионному уравнению.

Код *QOOT* позволяет находить решение уравнения (2), а также рассчитывать профиль вкладываемой СВЧ-мощности (4). В качестве входных данных задаются

- магнитная конфигурация $\mathbf{B}(x, y, z)$ и $\rho(x, y, z)$,
- радиальные профили температуры $T_e(\rho)$ и концентрации $n_e(\rho)$ электронов,
- распределение комплексной амплитуды поля $u(x_0, y, z)$ в квазиоптическом пучке на входе в плазму.

На выходе получаются

- радиальный профиль плотности поглощаемой мощности $P_{\text{ECR}}(\rho)$,
- распределение интегральной интенсивности волнового поля: в данной работе для визуализации поля в плоскости (x, z) мы используем величину $J(x, z) = \int |u|^2 dy$ с размерностью Вт/см.

В расширенной версии кода *QOOT-SC* реализовано совместное решение квазиоптического уравнения для СВЧ-поля и уравнения баланса энергии электронов. В модель заложено, что температура электронов устанавливается в результате кулоновского трения энергичных ионов (которые образуются при нагреве плазмы нейтральными пучками), СВЧ-нагрева и продольных потерь энергии, обусловленных газодинамическим выносом плазмы вдоль магнитного поля. Перенос поперек магнитного поля не учитывается, что для ГДЛ является хорошим приближением, проверенным экспериментально [11]. На каждой магнитной поверхности ρ рассматривается независимое уравнение баланса энергии [19, 21]

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right) = v_{ie} \langle n_{hi} \rangle E_{hi} + \frac{P_{\text{ECR}}}{L} - \frac{2v_s}{\sqrt{e}RL} A n_e T_e. \quad (5)$$

Первое слагаемое в правой части описывает передачу энергии от энергичных ионов за счет кулоновских соударений, второе — определяет нагрев электронов в результате поглощения СВЧ-волн, третье — соответствует газодинамическим потерям. Здесь n_e и T_e — концентрация и температура электронов в центре ловушки соответственно, v_{ie} — транспортная частота кулоновских соударений пробного энергичного иона на электронах мишенной плазмы, $\langle n_{hi} \rangle$ — усредненная по длине силовой трубки концентрация энергичных ионов, E_{hi} — средняя энергия энергичных ионов, P_{ECR}/L — объемная плотность поглощаемой СВЧ-мощности, $v_s = \sqrt{(T_e + T_i)/M}$ — скорость ионного звука, $R = B_{\text{max}}/B_{\text{min}}$ — пробочное отношение, L — длина силовой трубки, $A \sim \ln \sqrt{M/m}$ — безразмерный коэффициент, определяющий энергию на одну электрон-ионную пару, вылетающую из ловушки, m и M — массы электронов и ионов ($A \approx 7$ для дейтериевой плазмы в ГДЛ, $R \approx 30$, $L \approx 400$ см). При решении уравнения (5) предполагается, что концентрация электронов, которая устанавливается в основном за счет баланса продольных потерь и процессов ионизации, не меняется в процессе ЭЦ-нагрева. Это было

установлено в ходе экспериментов на ГДЛ [9, 11], приведенные на рис. 4 профили концентрации также косвенно подтверждают это предположение. Это упрощающее обстоятельство позволяет восстановить первое слагаемое в правой части (5), описывающее нагрев электронов за счет трения энергичных ионов, во все моменты времени по известным квазистационарным профилям плотности плазмы $n_e(\rho)$ и электронной температуры $T_e^*(\rho)$, которые устанавливаются до включения ЭЦ нагрева. Второе слагаемое в правой части (5), описывающее СВЧ-нагрев электронов, рассчитывается путем последовательного вызова базового кода *QOOT* на каждом шаге по времени с учетом меняющегося профиля температуры $T_e(\rho, t)$ и неизменного (в текущей версии кода) профиля концентрации $n_e(\rho)$.

Таким образом, расширенный код *QOOT-SC* позволяет рассчитывать эволюцию во времени профиля температуры $T_e(\rho, t)$ и поглощаемой мощности $P_{\text{ECR}}(\rho, t)$ в процессе СВЧ-нагрева для начального профиля $T_e(\rho, 0) = T_e^*(\rho)$, заданного непосредственно перед включением СВЧ-нагрева. Отдельно реализовано более быстрое вычисление стационарного распределения температуры $T_e(\rho, \infty)$, устанавливающегося при $t \rightarrow \infty$. Важно отметить, что в рамках используемых моделей такой профиль стационарной температуры является самосогласованным в том смысле, что он соответствует распределению вкладываемой в электроны СВЧ-мощности, которая в свою очередь в точности соответствует найденному распределению электронной температуры. Остальные входные и выходные данные организованы так же, как в базовом коде.

Рассматривая уравнение баланса энергии (5) в стационарном пределе, можно получить элементарную оценку для увеличения электронной температуры при включении дополнительного СВЧ-нагрева. Пусть в заданной силовой трубке поглощается мощность αP_{in} за счет СВЧ-нагрева и βP_{NBI} за счет нейтральной инжекции, здесь P_{in} и P_{NBI} обозначают полные СВЧ- и NBI-мощности, вводимые в плазму, а α и β — факторы, описывающие долю вкладываемой мощности с учетом профилей поглощения. Потери энергии в газодинамическом режиме при $T_e \approx T_i$ изменяются $\propto T_e^{3/2}$. Поэтому уравнения баланса после и до включения СВЧ можно представить в виде

$$\alpha P_{in} + \beta P_{\text{NBI}} = \gamma T_e^{3/2}, \quad \beta P_{\text{NBI}} = \gamma T_e^{*3/2}.$$

Отсюда, считая, что коэффициенты β и γ не изменяются в процессе нагрева, получаем теоретический скейлинг для увеличения температуры

$$T_e = T_e^* (1 + P_{in}/P_0)^{2/3}, \quad (6)$$

где $P_0 = (\beta/\alpha) P_{\text{NBI}}$ есть подгоночный параметр, определяемый профилем поглощения. Эта оценка будет использована для интерпретации расчетов.

4. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ С ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКОЙ

Сравнивать результаты предсказаний геометрооптического и квазиоптического подходов удобно на выборке параметров более широкой, чем была доступна во время проведения экспериментов, описанных в разделе 2. Поэтому здесь мы воспользуемся синтезированными данными, основанными на эталонных профилях плотности и температуры электронов, соответствующих режиму “широкого нагрева” на первой гармонике [19]. Используемые профили получаются линейным масштабированием на соответствующее значение в центре плазменного шнура, при этом температура электронов на оси системы равна 200 эВ, а плотность плазмы варьируется. Именно при таких предположениях выполнялось геометрооптическое моделирование при проектировании системы ЭЦ-нагрева на второй гармонике.

Таблица 1 дает представление о зависимости эффективности СВЧ-нагрева на второй гармонике от центральной плотности плазмы и угла ввода излучения относительно оси ловушки. Строки таблицы отвечают разным значениям плотности, столбцы — разным значениям углов. Приведены результаты квазиоптического моделирования кодом *QOOT* для заданных профилей плазмы и результаты геометрооптического моделирования (в скобках) для аналогичной конфигурации. Под эффективностью нагрева понимается доля поглощенной мощности, определенная как

$$\eta = \frac{1}{P_{in}} \int P_{ECR}(\rho) 2\pi\rho d\rho,$$

где P_{in} — полная вводимая в плазму мощность. Конфигурация магнитного поля была специально подобрана для нагрева на второй ЭЦ-гармонике, поверхность резонанса пересекает ось ловушки в точке $z = -250$ см. Поляризация излучения соответствует необыкновенной волне, ширина и фокусировка СВЧ-пучка соответствуют реализованной системе ввода излучения. Заметим, что максимальная концентрация электронов, доступная для квазиоптического моделирования, ограничена условием отсечки излучения $\omega_{pe}^2/\omega^2 < 1/2$ для моды X2, что для частоты 54.5 ГГц

дает $n_e < 1.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Для эталонного профиля для выполнения этого условия концентрация на оси не должна превосходить $1.4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Геометрооптическое моделирование предсказывает сильное поглощение при оптимальных плотностях плазмы и углах инжекции — около 80% при электронной температуре на оси 200 эВ, при большей температуре возможно практически полное поглощение. При этом изменение угла за пределы оптимального диапазона приводит к быстрому уменьшению доли поглощенной мощности, а зависимость от плотности плазмы слабая. С другой стороны, максимальная доля поглощенной мощности в квазиоптическом расчете составила около 50%, при этом оптимум реализуется в более широком диапазоне углов. Видно, что квазиоптический расчет в целом соответствует экспериментальной оценке доли поглощенной мощности, полученной с помощью детектора рассеянного излучения.

Рассмотрим более подробно точку $\theta = 81^\circ$ и $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, отвечающую максимальному поглощению 78% в приближении геометрической оптики. Соответствующая карта геометрооптических лучей была представлена ранее на рис. 2. На рис. 6 представлен результат квазиоптического моделирования этой же конфигурации и сравнение профилей поглощаемой СВЧ-мощности, рассчитанных двумя способами. Как можно предположить из картины волнового поля на рис. 6, доля поглощенной мощности в квазиоптической модели (45%) оказалась почти в два раза ниже, чем в геометрооптическом расчете, потому что часть СВЧ-пучка отразилась от области ЭЦ-резонанса. В приближении геометрической оптики лучи либо поглощаются на резонансе, либо проходят через него.

Отражение, или, в более широком смысле, эффект рефракции излучения возникает из-за быстрой пространственной модуляции показателя преломления, связанной с тепловыми поправками в окрестности ЭЦ-резонанса. Существенную, если не определяющую, роль при этом играет модуляция действительной части показателя преломления (см. рис. 5). Именно с этим обстоятельством связано использование при вычислении квазиоптического оператора точного решения дисперсионного соотношения с учетом

Таблица 1. Результаты квазиоптического расчета (в скобках — геометрооптического) доли поглощенной СВЧ-мощности η в плазме ГДЛ в зависимости от плотности плазмы на оси n_e и угла ввода излучения к оси ловушки θ . Выделенная ячейка соответствует параметрам, использованным при расчетах, представленных на рис. 2 и 6.

η		θ					
		77°	78°	79°	80°	81°	82°
n_e	$0.6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$	14% (15%)	28% (31%)	44% (51%)	49% (67%)	43% (68%)	29% (53%)
	$0.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$	15% (15%)	29% (32%)	46% (54%)	50% (71%)	44% (75%)	30% (62%)
	$1.0 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$	17% (15%)	30% (32%)	46% (54%)	50% (72%)	45% (78%)	31% (69%)
	$1.2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$	39% (15%)	44% (30%)	52% (49%)	54% (66%)	50% (75%)	38% (71%)

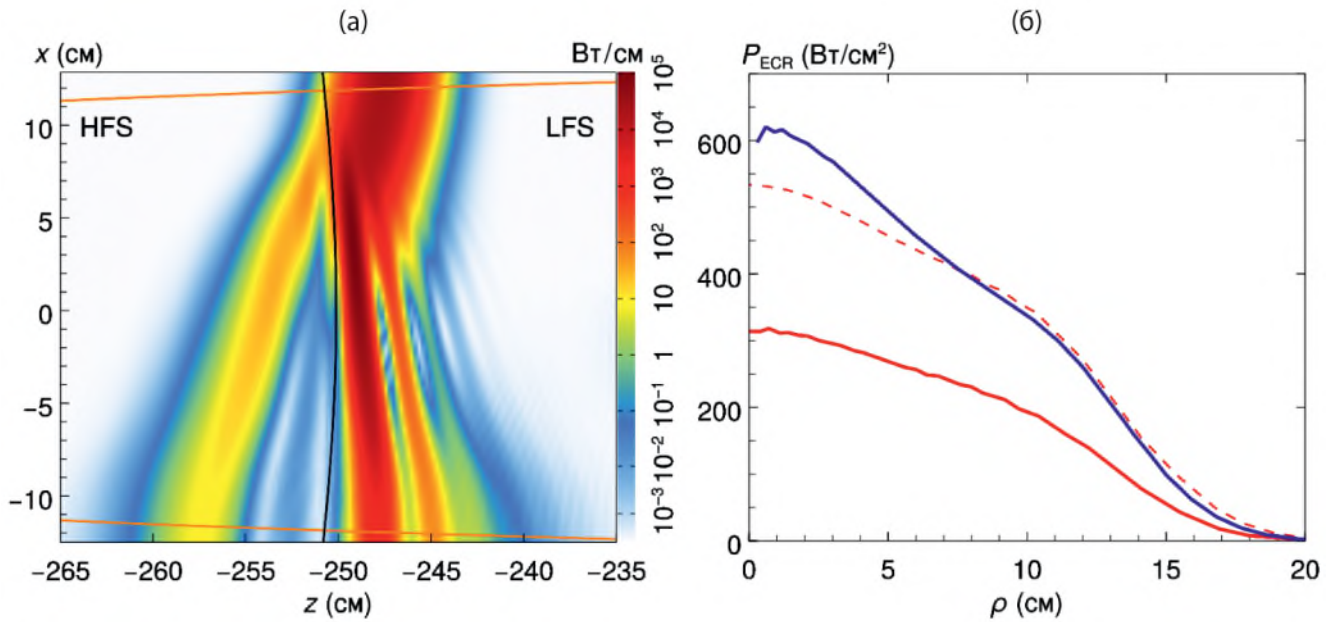


Рис. 6. Сравнение геометрического и квазиоптического расчетов для “оптимального” сценария нагрева на второй гармонике необыкновенной волны в ГДЛ: распределение интенсивности волнового поля в продольном сечении ловушки, $J(x, z)$, найденное в результате решения квазиоптического уравнения; поверхность ЭЦ-резонанса и границы плазмы отмечены, черной и оранжевой линиями (а); радиальный профиль плотности вложенной в плазму СВЧ-мощности $P_{\text{ECR}}(\rho)$, рассчитанный в рамках геометрической оптики (синяя линия, $\eta = 78\%$), квазиоптики (красная сплошная линия, $\eta = 45\%$) и квазиоптики для “зеркального” ввода излучения (пунктирная линия, $\eta = 82\%$) (б).

тепловых поправок. Если посмотреть на точное решение для поперечного волнового вектора вблизи резонанса, изображенное на рис. 5, то можно видеть, что и действительная, и мнимая часть показателя преломления испытывают скачок. При этом пучок, распространяющийся со стороны слабого поля, попадает в оптически менее плотную среду, которая может приводить к рефракции при достаточно остром угле падения. В то же время пучок, запущенный со стороны сильного поля, наоборот, попадет в среду оптически более плотную, преломление в которой не приводит к отражению.

Чтобы проверить эти качественные рассуждения был проведен расчет, результаты которого изображены на рис. 7. Здесь показано распределение интенсивности пучка, зеркально отраженного относительно плоскости $z = -250$ см, что соответствует вводу со стороны сильного магнитного поля. Все остальные параметры такие же, как для примера на рис. 6а. Видно, что при вводе со стороны сильного поля, отражение от резонанса действительно исчезло, а доля поглощенной мощности выросла до 82%.

Из методических соображений заметим, что описанный эффект пропадает, если воспользоваться широко распространенным (при лучевом моделировании) вариантом теории возмущений, в котором действительная часть волнового вектора считается для холодной плазмы, а тепловая поправка определяется только для мнимой части, отвечающей за поглощение. Более того, до настоящего времени нам не

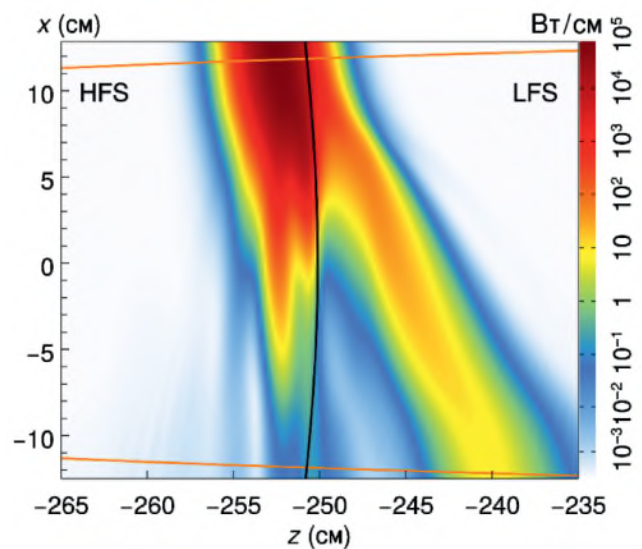


Рис. 7. Распределение интенсивности волнового поля $J(x, z)$ для пучка, зеркально отраженного относительно плоскости $z = -250$ см (положение ЭЦ-резонанса на второй гармонике), остальные параметры такие же, что и для рис. 6а. Доля поглощенной мощности возросла до $\eta = 82\%$.

удалось количественно воспроизвести эффект отражения в рамках лучевой оптики, опирающейся на решение дисперсионного уравнения с возмущенной действительной частью показателя преломления. Повидимому, это связано с тем, что рефракция реализуется на мелкомасштабных по сравнению с длиной

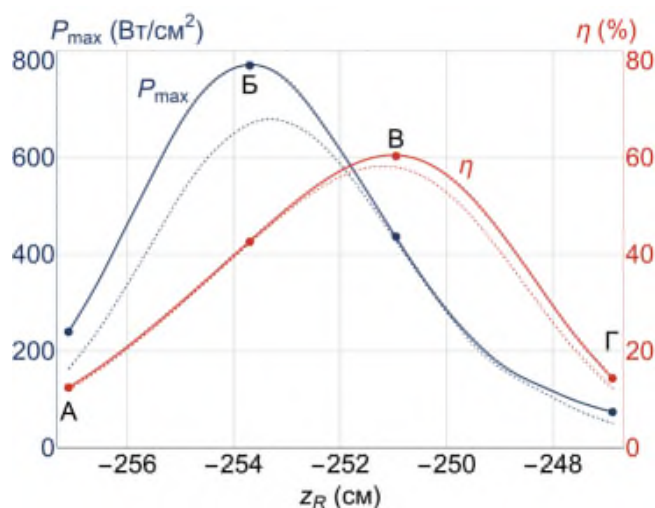


Рис. 8. Зависимость доли поглощенной мощности η и максимальной плотности энерговклада $P_{\max} = \max P_{\text{ECR}}(\rho)$ при изменении положения резонанса вдоль оси ловушки z_R при угле ввода пучка 79° . Сплошные линии построены для профилей концентрации и температуры, измеренных после нагрева (выстрел 54074), штриховые — для профилей, измеренных в тот же момент времени, но в разряде без нагрева (выстрел 54071). Мощность СВЧ-излучения на входе в плазму — 300 кВт. Буквами А, Б, В, Г отмечены положения резонанса для характерных сценариев.

волны излучения структурах в условиях сильной диссипации, в которых становятся важны комбинированные волновые эффекты.

Отметим также, что в обеих моделях поглощение СВЧ-волн происходит в широкой по радиусу области плазмы, что выгодно для поддержания МГД-стабильной плазмы [9–11].

5. ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ ЭЦ НАГРЕВА НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ

С помощью базового квазиоптического кода *QOOT* были исследованы возможные режимы нагрева, доступные для существующей системы ввода излучения на второй гармонике. Для более аккуратного сравнения результатов моделирования с экспериментальными данными, начиная с этого раздела, мы будем использовать профили электронной температуры и плотности плазмы, полученные интерполяцией измеренных в эксперименте значений, приведенных на рис. 4. Пучок всегда вводится под стандартным углом 79° относительно оси ловушки, что по нашим представлениям наиболее близко отвечает условиям эксперимента. Ширина и фокусировка пучка соответствуют реализованной системе ввода, поляризация излучения соответствует необыкновенной волне, мощность излучения на входе в плазму 300 кВт.

Общая эффективность поглощения и распределение поглощенной мощности по магнитным поверхностям сильно зависит от того, как пучок падает на

резонансную поверхность. Для иллюстрации этого удобно рассмотреть зависимости общей доли поглощенной мощности и максимальной плотности энерговклада $P_{\max}$ при изменении положения ЭЦ-резонанса вдоль оси ловушки при неизменном угле ввода пучка, приведенные на рис. 8. Расчеты проводились для двух наборов профилей электронной температуры и концентрации, измеренных в выстрелах 54071 и 54074 и отвечающих, соответственно, профилям без СВЧ-нагрева и после СВЧ-нагрева. Разница максимальных температур составляла примерно 70 эВ (от 260 до 330 эВ), результаты для большей температуры показаны сплошными линиями, а для меньшей — пунктиром. Положение ЭЦ-резонанса изменялось между положениями $z_R = -257.1$ и -246.9 см за счет изменения тока в катушках ММП от 22.9 до 24.7 кА, меньшему току соответствует большее удаление резонанса от центрального сечения.

Рассмотрим более подробно характерные сценарии нагрева плазмы, отмеченные на рис. 8 буквами А, Б, В и Г. Отвечающие этим точкам распределения интенсивности волнового поля и профили плотности поглощаемой СВЧ-мощности приведены на рис. 9. Как можно видеть, при крайних положениях ЭЦ-резонанса, обозначенных точками А и Г, и общая эффективность, и максимальный энерговклад сильно снижаются. Это связано с тем, что СВЧ-пучок промахивается мимо резонанса, проходя либо ниже (А), либо выше (Г) области, где возможно поглощение. Отметим также влияние выгнутости резонансной поверхности в случае А, за счет которой угол между направлением распространения пучка и резонансной поверхностью дополнительно заострился, и отражение от резонанса усилилось. Максимальное значение плотности энерговклада оказалось на уровне $P_{\text{ECR}} \approx 800$ Вт/см², а максимальная эффективность поглощения — на уровне 60%, причем максимумы по этим параметрам соответствуют разным положениям ЭЦ-резонанса — это точки Б и В соответственно. Как видно на рис. 9, когда резонанс находится в положении Б, пучок попадает на него у самой оси ловушки. В результате практически вся вложенная мощность оказывается сконцентрирована на внутренних магнитных поверхностях, что дает наибольшее значение удельной плотности энерговклада, но общая доля поглощенной мощности оказывается только 43%. Далее, если приблизить резонанс к пучку в положение В, то зона энерговклада “размазывается” по магнитным поверхностям, что приводит к снижению удельной плотности энерговклада до 440 Вт/см². При этом за счет большего угла падения, пучок меньше отражается от резонанса, поэтому общая эффективность нагрева возрастает до 60% даже несмотря на то, что значительная доля излучения проскакивает над резонансом.

Интересно отметить, что эффективность ЭЦ-нагрева слабо зависит от температуры электронов. Приведенные выше цифры соответствуют расчетам для

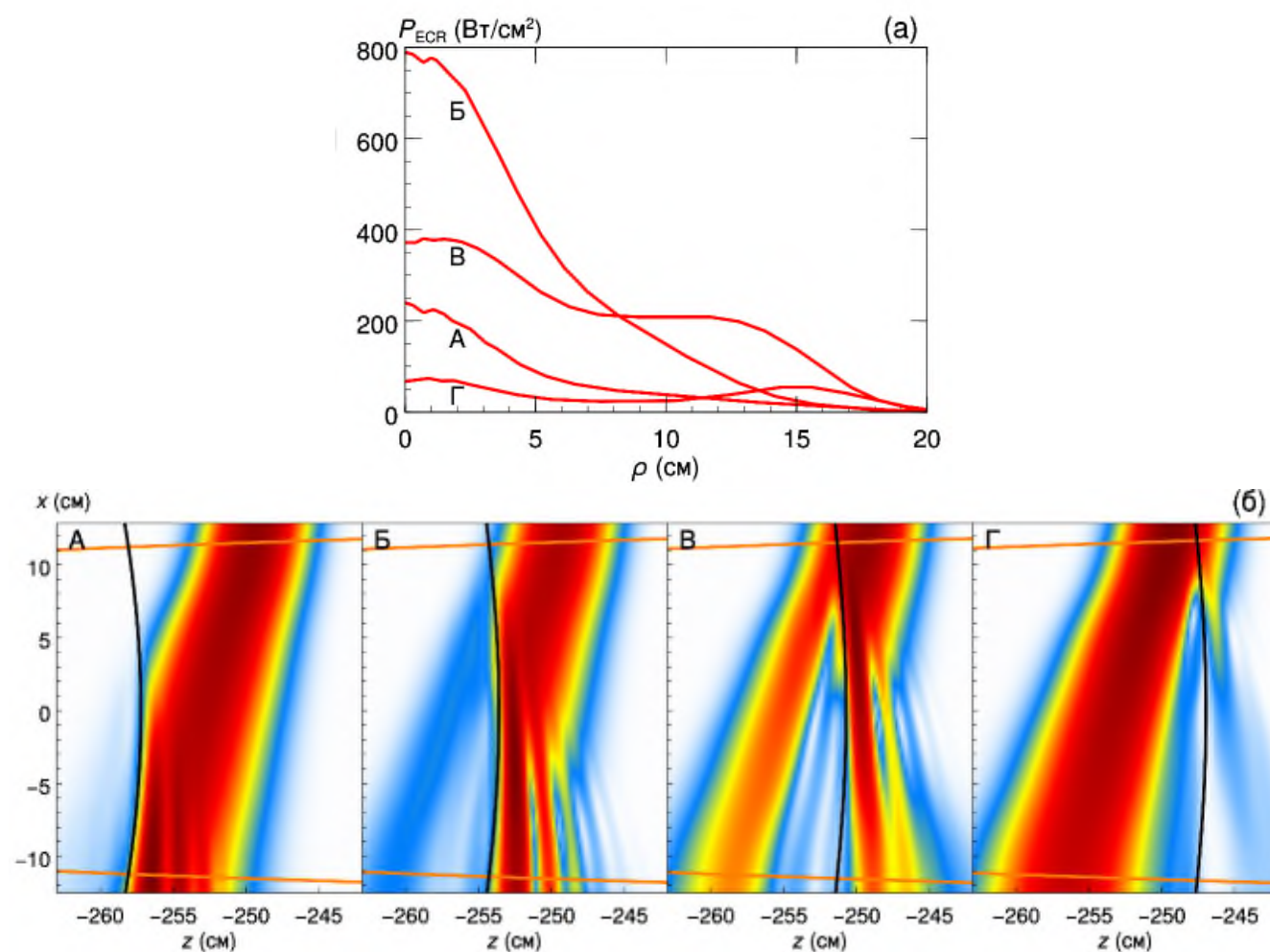


Рис. 9. Профили плотности поглощаемой СВЧ-мощности $P_{\text{ECR}}(\rho)$ (а) и распределения интенсивности волнового поля $J(x, z)$ в продольном сечении ловушки для характерных сценариев ЭЦ-нагрева на второй гармонике, отмеченных на рис. 8 точками А, В, В, Г (б). Расчеты приведены для профилей температуры, установившихся после ЭЦ-нагрева.

профилей после ЭЦ нагрева с максимальной температурой 330 эВ, однако при снижении температуры на четверть, до 260 эВ, максимальная эффективность снижается всего на 3%. По-видимому, здесь играет роль то обстоятельство, что при распространении со стороны слабого магнитного поля релятивистское ЭЦ-поглощение включается резко, при этом часть пучка отражается раньше, чем оно включается, а потому не поглощается ни при каких температурах.

Также отметим чувствительность новой схемы нагрева к установке параметров пучка и магнитного поля. Сдвиг положения резонанса при переходе между режимами Б и В примерно равен 2.5 см, что соответствует изменению тока в катушках ММР на 2% или изменению угла ввода пучка на 2° . Это определяет требования к точности контроля токов в катушках и юстировки угла наклона последнего зеркала системы ввода, необходимые для того, чтобы управлять переходом между режимами Б и В и не выходить за их границы, где поглощение становится хуже.

6. САМОСОГЛАСОВАННЫЙ РАСЧЕТ ПРОФИЛЯ ПОГЛОЩЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ

В данном разделе мы рассмотрим моделирование ЭЦ-нагрева на второй гармонике с помощью расширенного кода *QOOT-SC*, позволяющего находить самосогласованный профиль электронной температуры с учетом продольных потерь через магнитные пробки. Код использовался для исследования двух вопросов: 1) можно ли воспроизвести динамику роста температуры, наблюдавшуюся в эксперименте с вводимой мощностью 300 кВт, 2) какая в принципе в этой схеме ЭЦ нагрева может быть динамика температуры при большей мощности нагрева, в частности, могут ли возникать “перегревные” неустойчивости профиля электронной температуры, обнаруженные при нагреве на первой гармонике [21].

Для моделирования был выбран выстрел 54074, в котором рост температуры электронов плазмы был зафиксирован экспериментально. В качестве исходных профилей брались профили, снятые в выстреле

54071 в тот же момент разряда, но без гиротрона, магнитная конфигурация задавалась по токам в катушках в момент 6 мс от начала разряда, угол ввода был стандартный 79° мощность на входе в плазму 300 кВт. Моделирование показало, что в такой конфигурации нагрев электронов практически невозможен, поскольку для взятого угла ввода 79° магнитное поле оказалось слишком сильным. Резонанс перешел на отметку $z = -248.5$ см, и, как видно из рис. 8, это существенно правее точки В. В такой конфигурации существенно падает и общая эффективность поглощения, и плотность вложенной мощности. Для мощности 300 кВт на входе в плазму с учетом продольных потерь прирост температуры составил не более 15 эВ.

Поэтому мы предположили, что имеется ошибка, связанная с определением параметров сценария: либо угол ввода пучка в эксперименте отличался от 79° либо положение резонанса не соответствовало расчетному. Было проведено моделирование установления самосогласованного профиля электронной температуры для сценария Б на рис. 8, оптимизированного для максимальной плотности энерговклада. Для этого ток в ближайшей магнитной катушке был скорректирован так, чтобы положение резонанса оказалось на отметке $z = -253.5$ см; угол ввода излучения остался неизменным. Такой подход имеет смысл, поскольку, с одной стороны, в экспериментах тоже был проведен некоторый поиск оптимального режима для нагрева, и мы рассматриваем лучший выстрел; с другой стороны, так можно оценить наибольший возможный прирост температуры в рамках нашей модели при вводимой мощности 300 кВт. Результаты моделирования для оптимизированного сценария наложены на экспериментальные данные на рис. 4. Можно видеть удовлетворительное соответствие между рассчитанным профилем, показанным жирной линией, и результатами измерений электронной температуры в выстреле 54074, показанными точками, но моделирование занижает температуру электронов. Характерное время выхода на квазистационарное распределение температуры составляет сотни микросекунд, что меньше времени эволюции разряда на ГДЛ. Интересно то, что та же самая модель расчета при нагреве на первой гармонике давала завышенные значения температуры. Возможно, тут играет роль генерация горячих электронов и отклонение функции распределения электронов от максвелловской, однако эти вопросы требуют дальнейшего исследования.

Далее мы исследовали динамику профилей температуры при больших вводимых мощностях вплоть до 1.6 МВт. Для нагрева на первой гармонике было показано, что по мере прогрева плазмы могут существенно меняться общая эффективность поглощения и профиль поглощенной мощности, что приводило к интересным эффектам [19, 21]. Для новой схемы было проведено моделирование самосогласованных профилей для сценариев с максимальной плот-

ностью энерговклада и максимальной эффективностью нагрева, отвечающих, соответственно, точкам Б и В на рис. 8. На рис. 10 показаны установившиеся самосогласованные профили электронной температуры и соответствующие им профили плотности вложенной мощности, нормированные на общую вложенную мощность. Расчет приведен для трех значений вводимой СВЧ-мощности: для доступной сейчас мощности 300 кВт, штатной мощности гиротрона 800 кВт и удвоенной мощности 1600 кВт.

На левой части рисунка можно видеть, что для сценария с максимальной плотностью энерговклада прогрев плазмы почти не влияет на распределение вложенной мощности. Общая эффективность поглощения также практически не меняется, оставаясь на уровне 44% при доступных мощностях и поднимаясь до 46% за счет лучшего поглощения с края плазменного шнура при мощности 1600 кВт. Температура электронов в центре плазменного шнура при таком нагреве достигает уровня 260, 350 и 512 эВ для мощности нагрева 300 кВт, 800 кВт и 1600 кВт соответственно. Прирост температуры от начального значения 240 эВ хорошо описывается теоретической формулой (6) при $P_0 = 560$ кВт.

Для сценария с максимальной эффективностью, проиллюстрированного на рис. 10 справа, некоторая динамика профиля поглощения все-таки прослеживается. При росте вложенной мощности начинает прогреваться край плазменного шнура, сквозь который при стартовых температурах часть СВЧ-пучка проходит без поглощения (см. рис. 9 для точки В). Эта часть пучка начинает эффективно поглощаться, что усиливает дальнейший прогрев периферии. В результате край плазменного шнура может стать более горячим, чем вся остальная плазма, но достигается в условиях ГДЛ это только при экстремально больших мощностях и даже в таком случае не влияет на эффективность нагрева на оси. Общая эффективность поглощения растет за счет лучшего поглощения на периферии, поднимаясь от 59% при 300 кВт до 62% при 800 кВт и 68% при 1600 кВт. Центральные температуры электронов при таком нагреве достигают уровня 230 эВ для мощности 300 кВт, 270 эВ — для 800 кВт и 370 эВ — для 1600 кВт, отвечая скейлингу (6) при $P_0 = 1060$ кВт. Увеличение параметра P_0 по сравнению с предыдущим случаем связано с уширением профиля поглощения СВЧ-мощности. При дальнейшем увеличении мощности нагрева максимум электронной температуры реализуется на периферии, например, при мощности 3200 кВт центральная температура составляет 540 эВ, а температура на периферии достигает 840 эВ.

Таким образом, мы приходим к выводу, что роль “перегретых” неустойчивостей, которые при нагреве на первой гармонике ЭЦ-частоты приводили к острому пикированию в центре плазменного шнура распределения электронной температуры, в рассматри-

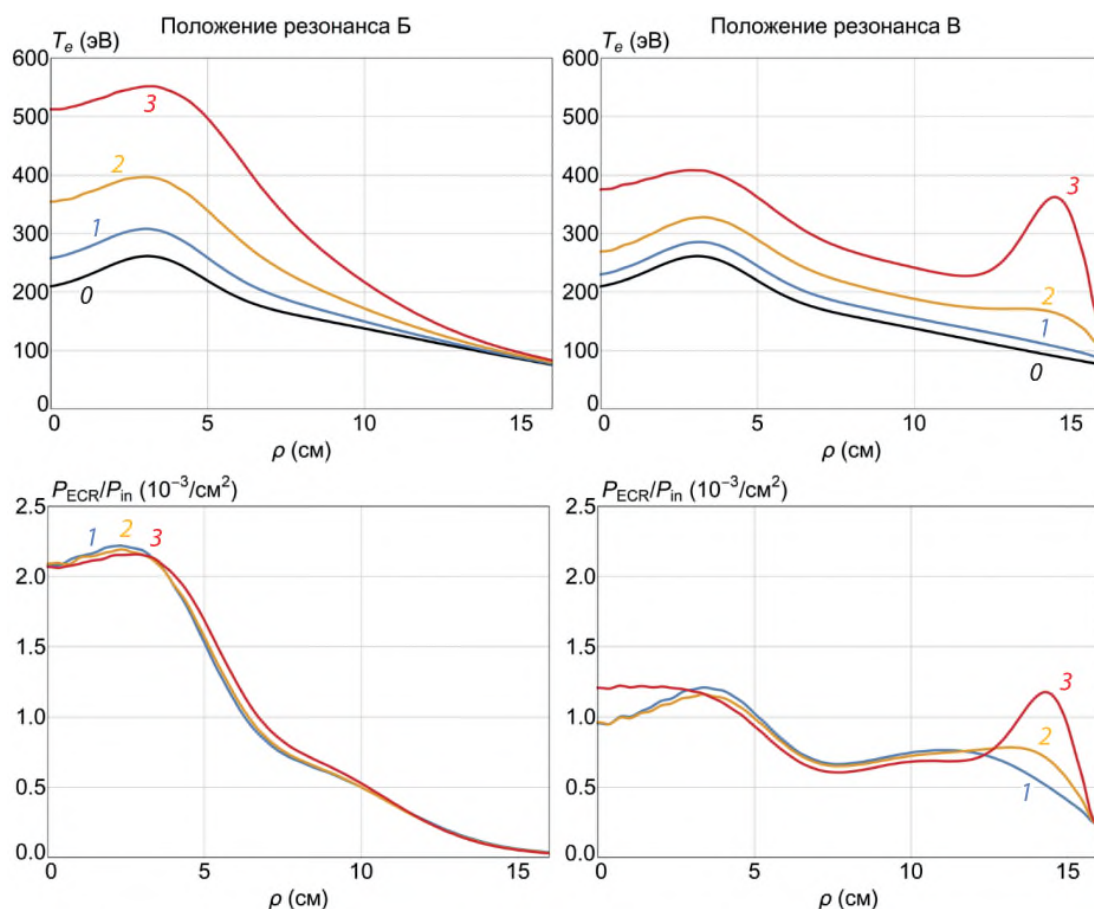


Рис. 10. Установившиеся самосогласованные профили электронной температуры $T_e(\rho)$, посчитанные для разных мощностей нагрева, и соответствующие им профили плотности поглощаемой СВЧ-мощности $P_{ECR}(\rho)$, нормированные на полную мощность нагрева P_{in} , для положения ЭЦ-резонанса Б и В. Расчет приведен для доступной сейчас мощности $P_{in} = 300$ кВт (отметка 1), штатной мощности гиротрона $P_{in} = 800$ кВт (отметка 2) и удвоенной мощности $P_{in} = 1600$ кВт (отметка 3). В качестве начального распределения температуры взят профиль, измеренный для разряда без ЭЦ-нагрева (выстрел 54071, обозначен отметкой 0), все остальные параметры — как для рис. 8.

ваемой схеме нагрева на второй гармонике мала. В оптимальных для нагрева условиях эффекты прогрева проявляются по-другому (на периферии плазмы) и при нереально больших уровнях мощности. Во всех рассмотренных режимах энергоснабжение происходит в широкой области плазмы, что выгодно отличает рассматриваемую схему от предыдущей с точки зрения возможности контроля МГД-неустойчивостей плазменного шнура.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе квазиоптический код *QOOT* адаптирован для моделирования новой схемы ЭЦ нагрева плазмы на второй гармонике с квазиперпендикулярным вводом излучения, реализованной на установке ГДЛ. Сформулирована адекватная модель среды и решена численная задача устойчивой селекции нормальной моды, необходимой для восстановления квазиоптического оператора по дисперсионному соотношению для теплой слабoreлятивистской плазмы. Бы-

ла добавлена опция решения квазиоптического уравнения с поперечным опорным лучом с сохранением всех доступных средств визуализации результатов и расчета профилей энерговклада и электронной температуры. В совокупности с уже имевшейся возможностью расчета вдоль опорной прямой, совпадающей с осью ловушки, модернизированный код может моделировать распространение и поглощение волновых пучков в отрытых магнитных ловушках для всех возможных направлений ввода с учетом всех основных волновых эффектов (резонансное поглощение, дифракция, дисперсия и абберации).

Проведена успешная верификация результатов расчетов новым кодом на первых экспериментальных данных по нагреву плазмы на второй ЭЦ-гармонике необыкновенной волной, полученных на ГДЛ. При этом обнаружен интересный физический эффект касательного отражения греющего излучения от области ЭЦ-резонанса, асимметричный по направлению ввода излучения. Этот эффект связан с рефракцией

излучения на мелкомасштабных возмущениях показателя преломления в окрестности области резонансной диссипации, а потому не может быть адекватно описан в рамках стандартного геометрооптического подхода. С другой стороны, именно этот эффект определяет эффективность новой схемы ЭЦ-нагрева в условиях ГДЛ.

Квазиоптический подход был использован для анализа возможных сценариев с новой системой нагрева на ГДЛ. Установлено, что в текущей конфигурации полная эффективность поглощения СВЧ-излучения не превышает 60%, что существенно меньше значения, заложенного при проектировании системы (расчитанного на основании геометрооптической модели), однако все еще представляет интерес для экспериментов. При этом несомненным достоинством схемы является то, что нагрев не приводит к раскачке “перегретых” неустойчивостей электронной компоненты и всех МГД- неустойчивостей плазмы, связанных с пикированным выделением мощности в центре плазменного шнура, а также, скорее всего, к генерации заметной доли энергичных электронов. Это связано с особенностями области энерговклада, вытянутой вдоль СВЧ-пучка, и релятивистской (сильно асимметричной) линией ЭЦ-резонанса для излучения, распространяющегося почти поперек внешнего магнитного поля.

Авторы выражают благодарность Е. И. Солдаткиной, А. А. Лизунову, Е. И. Пинженину и всему коллективу ГДЛ за предоставленные экспериментальные данные. Квазиоптическое моделирование (разделы 3–6) выполнено при поддержке Российского научного фонда, проект № 19-72-20139. Подготовка установок ГДЛ и экспериментальная часть работы (раздел 2) выполнены в рамках государственного задания ИЯФ СО РАН, тема FWGM-2022-0017.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bagryansky P.A., Gospodchikov E.D., Ivanov A.A., Lizunov A.A., Kolesnikov E.Yu., Konshin Z.E., Korobeynikova A.A., Kovalenko Yu.V., Maximov V.V., Murakhtin S.V., Pinzhenin E.I., Prikhodko V.V., Savkin V.Ya., Shalashov A.G., Skovorodin D.I., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Yakovlev D.V. // Plasma Fusion Research. 2019. V. 14. P. 2402030. Doi: 10.1585/pfr.14.2402030.
2. Gota H., Binderbauer M.W., Tajima T., Smirnov A., Putvinski S., Tuszewski M., Dettrick S.A., Gupta D.K., Korepanov S., Magee R.M., Park J., Roche T., Romero J.A., Trask E., Yang X., Yushmanov P., Zhai K., DeHaas T., Griswold M.E., Gupta S., Abramov S., Alexander A., Allfrey I., Andow R., Barnett B., Beall M., Bolte N.G. et al. // 2021. Nucl. Fusion. V. 61. P. 106039. Doi: 10.1088/1741-4326/ac2521.
3. Yakovlev D., Chen Z., Bagryansky P., Bragin A., Kotelnikov I., Kuzmin E., Prikhodko V., Shikhovtsev I., Usov P., Wang Z., Zeng Q., Dong L., Zhang K., Ivanov A., Yu J. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 076017. Doi: 10.1088/1741-4326/ac5224.
4. Skovorodin D.I., Черноштанов И.С., Амиров В.Х., Астрелин В.Т., Багрянский П.А., Беклемишев А.Д., Бурдаков А.В., Горбовский А.И., Котельников И.А., Магоммедов Э.М., Полосаткин С.В., Поступаев В.В., Приходько В.В., Савкин В.Я., Солдаткина Е.И., Соломахин А.Л., Сорокин А.В., Судников А.В., Христо М.С., Шиянков С.В., Яковлев Д.В., Щербаков В.И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49(9). С. 831. Doi: 10.31857/S0367292123600322.
5. Endrizzi D., Anderson J.K., Brown M., Egedal J., Geiger B., Harvey R.W., Ialovega M., Kirch J., Peterson E., Petrov Yu.V., Pizzo J., Qian T., Sanwalka K., Schmitz O., Wallace J., Yakovlev D., Yu M., Forest C.B. // J. Plasma Phys. 2023. V. 89(5). P. 975890501. Doi: 10.1017/S0022377823000806.
6. Simonen T. C., Horton R. // Nucl. Fusion. 1989. V. 29. P. 1373. Doi: 10.1088/0029-5515/29/8/012.
7. 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. // Fusion Science Technol. 2013. V. 63(1T). P. 40. Doi: 10.13182/FST13-A16871.
8. Bagryansky P.A., Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Lizunov A.A., Maximov V.V., Prikhodko V.V., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Yakovlev D.V. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 205001. Doi: 10.1103/PhysRevLett.114.205001.
9. Bagryansky P.A., Anikeev A.V., Denisov G.G., Gospodchikov E.D., Ivanov A.A., Lizunov A.A., Kovalenko Yu.V., Malygin V.I., Maximov V.V., Korobeinikova O.A., Murakhtin S.V., Pinzhenin E.I., Prikhodko V.V., Savkin V.Ya., Shalashov A.G., Smolyakova O.B., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Yakovlev D.V., Zaytsev K.V. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 053009. Doi: 10.1088/0029-5515/55/5/053009.
10. 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. // Fusion Science Technol. 2015. V. 68. P. 87. Doi: 10.13182/FST14-864.
11. Yakovlev D.V., Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Maximov V.V., Prikhodko V.V., Savkin V.Ya., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Bagryansky P.A. // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. P. 094001. Doi: 10.1088/1741-4326/aac888.
12. Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Smolyakova O.B., Bagryansky P.A., Malygin V.I., Thumm M. // Phys.

- Plasmas. 2012. V. 19. P.052503.
Doi: 10.1063/1.4717757.
13. Соломахин А.Л., Господчиков Е.Д., Лизунов А.А., Лубяко Л.В., Пинженин Е.И., Смолякова О.Б., Шалашов А.Г. // Тезисы LI Междунар. (Звенигородской) конфер. по физике плазмы и УТС, 18–22 марта 2024. ICRAF-2024. С. 119.
Doi: 10.34854/ICRAF.51.2024.1.1.081.
 14. Шалашов А.Г., Господчиков Е.Д. // УФН. 2022. Т. 192. С. 1399.
Doi: 10.3367/UFNr.2021.09.039068.
Shalashov A.G., Gospodchikov E.D. // Phys. Usp. 2022. V. 65. P. 1303.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.09.039068>.
 15. Балакин А.А., Балакина М.А., Смирнов А.И. Пермитин Г.В. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 337.
Balakin A.A., Balakina M.A., Smirnov A.I., Permittin G.V. // Plasma Phys. Rep. 2007. V. 33. P. 302.
Doi: 10.1134/S1063780X07040058.
 16. Балакин А.А. // Изв. Вузов Радиофизика. 2012. Т. 55. С. 521.
Balakin A.A. // Radiophysics and Quantum Electronics. 2012. T. 55. C. 472.
Doi: 10.1007/s11141-012-9383-z.
 17. Балакин А.А., Господчиков Е.Д., Шалашов А.Г. // Письма ЖЭТФ. 2016. Т. 104. С. 701.
Doi: 10.7868/S0370274X16220070.
Balakin A.A., Gospodchikov E.D., Shalashov A.G. // JETP Lett. 2016. V. 104. P. 690.
Doi: 10.1134/S0021364016220057.
 18. Шалашов А.Г., Балакин А.А., Хусаинов Т.А., Господчиков Е.Д., Соломахин А.Л. // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. С. 379.
Doi: 10.7868/S0044451017020171.
Shalashov A.G., Balakin A.A., Khusainov T.A., Gospodchikov E.D., Solomakhin A.L. // J. Experimental Theoret. Phys. 2017. T. 124. C. 325.
Doi: 10.1134/S1063776117010162.
 19. Шалашов А.Г., Господчиков Е.Д., Хусаинов Т.А. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 993.
Doi: 10.31857/S0367292122600790.
Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Khusainov T.A. // Plasma Phys. Rep. 2022. V. 48. P. 1125.
Doi: 10.1134/S1063780X22601237.
 20. *Shalashov A.G., Balakin A.A., Gospodchikov E.D., Khusainov T.A.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 112504.
Doi: 10.1063/1.4967765.
 21. *Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Khusainov T.A., Solomakhin A.L., Yakovlev D.V., Bagryansky P.A.* // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 124001.
Doi: 10.1088/1741-4326/ac9293.
 22. *Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Khusainov T.A., Lubyako L.V., Solomakhin A.L., Viktorov M.E.* // J. Instrumentation. 2021. V. 16 P. 07007.
Doi: 10.1088/1748-0221/16/07/P07007.
 23. Господчиков Е.Д., Хусаинов Т.А., Шалашов А.Г. // Физика плазмы. 2022. Т. 48(3). С. 222.
Doi: 10.31857/S0367292122030064.
Gospodchikov E.D., Khusainov T.A., Shalashov A.G. // Plasma Phys. Rep. 2022. V. 48. P. 229.
Doi: 10.1134/S1063780X22030060.
 24. Шалашов А.Г., Господчиков Е.Д., Лубяко Л.В., Хусаинов Т.А., Соломахин А.Л., Викторов М.Е. // Изв. вузов: Радиофизика. 2022. Т. 65. С. 353.
Doi: 10.52452/00213462_2022_65_05_353.
Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Lubyako L.V., Khusainov T.A., Solomakhin A.L., Viktorov M.E. // Radiophysics Quantum Electronics. 2022. V. 65. P. 323.
Doi: 10.1007/s11141-023-10216-4.
 25. *Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Khusainov T.A., and Solomakhin A.L.* // Rev. Sci. Instrum. 2023. V. 94. P. 123506.
Doi: 10.1063/5.0175160.
 26. *Ivanov A.A., Prikhodko V.V.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. P. 063001.
Doi: 10.1088/0741-3335/55/6/063001.
 27. Иванов А.А., Приходько В.В. // УФН 2017. Т. 187. С. 547.
Doi: 10.3367/UFNr.2016.09.037967.
 28. *Lizunov A., Berbasova T., Khilchenko A., Kvashnin A., Puryga E., Sandomirsky A., Zubarev P.* // Rev. Sci. Instrum. 2023. V. 94(3). P. 033509.
Doi: 10.1063/5.0123329.
 29. Курнева Н.А., Борщеговский А.А., Куянов А.Ю., Пименов И.С., Рой И.Н. // ВАНТ Сер. Термоядерный синтез. 2021. Т. 44. С. 24.
Doi: 10.21517/0202-3822-2021-44-3-24-36.
 30. *Balakin A.A., Balakina M.A., Westerhof E.* // Nuclear Fusion. 2008. V. 48. P. 065003.
Doi: 10.1088/0029-5515/48/6/065003.
 31. *Stix T.H.* The Theory of Plasma Waves. New York: McGraw-Hill, 1962
 32. Господчиков Е.Д. Суворов Е.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48. С. 641.
Gospodchikov E.D., Suvorov E.V. // Radiophysics Quantum Electronics. 2005. V. 48. P. 569.
Doi: 10.1007/s11141-005-0101-y.
 33. Сахаров А.С. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 903.
Doi: 10.7868/S0367292117110087.
Sakharov A.S. // Plasma Phys. Rep. 2017. V. 43. P. 1065.
Doi: 10.1134/S1063780X17110083.
 34. *Shkarofsky I.P.* // J. Plasma Physics. 1986. V. 35. P. 319.
Doi: 10.1017/S0022377800011363.
 35. *Balakin A.A., Gospodchikov E. D.* // J. Phys. B: Atomic, Molecular, Opt. Phys. 2015. V. 48. P. 215701.
Doi: 10.1088/0953-4075/48/21/215701.

QUASI-OPTICAL SIMULATIONS OF SCENARIOS WITH THE SECOND HARMONIC ELECTRON CYCLOTRON PLASMA HEATING AT THE GDT FACILITY

T. A. Khusainov^{a,*}, A. A. Balakin^a, E. D. Gospodchikov^a, A. L. Solomakhin^{a,b}, and A. G. Shalashov^{a,**}

^a*Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

^b*Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia*

^{*}*e-mail: hta@appl.sci-nnov.ru*

^{**}*e-mail: ags@ipfran.ru*

The absorption of microwave radiation in the GDT open magnetic trap (Budker Institute of Nuclear Physics) was studied using a new scheme of electron cyclotron resonance plasma heating at the second harmonic, in which radiation in the form of the extraordinary wave was launched almost transverse to the plasma column. When performing numerical simulations, the full-aberration quasi-optical approach was used, which was verified using the first experimental data, obtained at the facility. The optimal scenarios using the new heating system were analyzed. It was found that in the current configuration, the total efficiency of microwave heating does not exceed 60%. This occurs due to the tangential reflection of heating radiation from the resonance region; this is a wave effect that was previously not taken into account within the framework of the geometric-optics approximation. It was shown that heating at the second harmonic does not result in excitation of the “overheating” instability of the electron component observed during heating at the first harmonic; on the whole, the wide power deposition profile is formed in this case. This is an advantage of the new scheme, since it makes it possible to avoid the development of MHD plasma instabilities associated with peaked power release at the axis of the plasma column.

Keywords: high-temperature plasma, open magnetic trap, electron cyclotron resonance, wave propagation in plasma