

## Полноволновое двумерное моделирование распространения и поглощения геликонов в плазме сферического токамака Глобус-М2

© М.А. Ирзак, С.А. Нечаев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: irzak@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 17 августа 2021 г.

В окончательной редакции 24 ноября 2021 г.

Принято к публикации 26 ноября 2021 г.

Выполнено численное моделирование распространения и поглощения быстрых волн с частотой 200 МГц (геликонов) в двумерно-неоднородной плазме сферического токамака Глобус-М2. Моделирование проводилось с помощью двумерного полноволнового кода, учитывающего тороидальные эффекты, полоидальное магнитное поле и реальную форму полоидального сечения плазмы. Решалось волновое уравнение в плазме с учетом поглощения высокочастотной (ВЧ) мощности на электронах по механизму Ландау, в результате чего вычислялось полное электрическое поле ВЧ волны и профили энергопоглощения. Моделирование показало, что поглощение геликонов в основной плазме происходит достаточно эффективно в широком диапазоне экспериментальных параметров: волны проникают во внутренние области плазменного шнура, где поглощается большая часть их энергии; назад к границе плазмы возвращается, как правило, не более 20% ВЧ мощности.

**Ключевые слова:** высокотемпературная плазма, термоядерный синтез, токамак, высокочастотные волны в плазме, геликоны, волновое уравнение в плазме, полноволновой код.

DOI: 10.21883/JTF.2022.03.52131.239-21

### Введение

Моделирование распространения и поглощения геликонов (быстрых волн промежуточного диапазона частот — как правило, в несколько десятков раз выше ионно-циклотронной частоты) в плазме больших токамаков с высоким значением бета вызывает большой интерес и активно ведется в течение нескольких последних лет [1–5]. В первую очередь это связано с тем, что для управления радиальным профилем тока плазмы и поддержания стационарного режима работы токамаков реакторного типа необходимо осуществлять генерацию дополнительного тока [6]. Генерация в плазме высокочастотного (ВЧ) тока с помощью быстрых волн промежуточного диапазона исследовалась уже давно, однако в ранних экспериментах на токамаках с низкими значениями бета эффективность этого метода оказалась низкой [7]. В то же время в плотной горячей плазме современных токамаков такие волны хорошо поглощаются и могут эффективно генерировать ток [8]. При этом геликоны имеют целый ряд преимуществ по сравнению с использованием нижегибридных (НГ) волн, имеющих, как правило, более высокую частоту, но тоже принадлежащих к промежуточному частотному диапазону. Прежде всего, поляризация электрического поля быстрой волны (в основном поперек постоянного магнитного поля) способствует тому, что при прочих равных условиях она поглощается в более горячей плазме, чем НГ волна. Это приводит к тому, что в больших токамаках-реакторах с высокой температурой плазмы

НГ волна не может проникнуть вглубь и поглощается в периферийных областях, в то время как геликон проникает в плазму существенно глубже и может генерировать ВЧ ток в центральных областях плазмы. Кроме того, в отличие от НГ волн для геликонов отсутствует критерий доступности центральных областей плазмы [9], ограничивающий допустимое продольное (т. е. вдоль магнитного поля) замедление волны со стороны малых значений. Варьируя продольное замедление геликона и/или его частоту, можно обеспечить гибкое управление профилем ВЧ тока, сдвигая положение его максимума вдоль малого радиуса токамака в широких пределах. Наконец, к числу преимуществ геликонов можно отнести и то, что по оценкам они имеют более высокие по сравнению с НГ волнами пороги возбуждения параметрических неустойчивостей, ведущих к паразитному выделению ВЧ мощности на периферии. Кроме того, поскольку электрическое поле быстрой волны имеет существенно меньшую продольную компоненту, чем НГ волна, это ведет к уменьшению вредного эффекта сильного продольного ускорения электронов вблизи антенны.

Вышесказанное особенно важно для больших токамаков-реакторов с высокой температурой плазмы, для которых численные расчеты уже продемонстрировали возможность эффективного применения геликонов для генерации тока. Тем не менее исследование перспектив использования геликонов на существующих небольших токамаках с относительно невысокой температурой также является весьма актуальным, поскольку там имеется возможность оперативно провести экспериментальную

проверку. В настоящей работе приводятся результаты моделирования распространения и поглощения геликонов в плазме недавно введенного в эксплуатацию сферического токамака Глобус-М2 [10,11], где на ближайшие годы запланирован соответствующий эксперимент. Следует отметить, что такое исследование особенно актуально именно для сферических токамаков, имеющих маленькое аспектное отношение (отношение большого радиуса плазмы к малому радиусу). Дело в том, что они имеют относительно высокую плотность плазмы при низком магнитном поле, вследствие чего возникают проблемы с традиционными методами ВЧ нагрева и генерации тока, в частности, проблема с доступностью центральных областей плазмы для НГ волн. В настоящей работе исследуется эффективность поглощения геликонов в плазме токамака Глобус-М2 на основе расчета структуры электрического поля возбуждаемой волны и профилей энергопоглощения.

## 1. Модель и параметры расчета

Моделирование выполнялось с помощью двумерного полноволнового кода [12] в рамках модели двумерно-неоднородной плазмы токамака Глобус-М2 с полным учетом тороидальных эффектов, формы полоидального сечения и магнитной конфигурации.

Электрическое поле ВЧ волны  $\mathbf{E}$  находилось путем решения волнового уравнения в плазме

$$\Delta \mathbf{E} - \text{grad div } \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\varepsilon} \mathbf{E} = 0 \quad (1)$$

с использованием тензора диэлектрической проницаемости плазмы в виде

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix} \quad (2)$$

с „холодными“ компонентами  $\varepsilon$  и  $g$ ; в компоненту  $\eta$  было включено затухание на электронах по механизму Ландау:

$$\eta = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} x_{0e}^2 Z'(x_{0e}) \quad \left( x_{0e} = \frac{\omega}{|k_{\parallel}| v_{Te}} \right), \quad (3)$$

где  $\omega_{pe}$  — плазменная частота,  $Z$  — дисперсионная функция однородной плазмы,  $v_{Te}$  — тепловая скорость электронов, а  $k_{\parallel}$  — компонента волнового вектора вдоль магнитного поля плазмы. Ниже будет дано определение  $k_{\parallel}$ , которое становится возможным в результате представления решения  $\mathbf{E}$  в виде разложения по тороидальным и полоидальным модам. Электрическое поле волны, соответствующее отдельной тороидальной моде  $n_{\varphi}$ , представлялось в виде суммы по полоидальным модам  $m$ , причем из-за полоидальной неоднородности плазмы полоидальные моды  $m$  сцеплены между собой,

и их нельзя рассматривать независимо друг от друга:

$$\mathbf{E}(\psi, \theta, \varphi) = e^{in_{\varphi}\varphi} \sum_{m=-M}^{+M} e^{im\theta} \mathbf{E}^{mn_{\varphi}}(\psi). \quad (4)$$

Здесь была введена обобщенная тороидальная система координат [12], привязанная к магнитным поверхностям, в которой  $\psi$  — это „потоковая“ радиальная координата ( $\psi$  равно нулю на оси разряда и единице на границе плазмы), а  $\theta$  и  $\varphi$  — полоидальный и тороидальный углы соответственно. В тороидальном направлении плазма считалась однородной, поэтому отдельные тороидальные моды  $n_{\varphi}$  можно было рассматривать независимо друг от друга. Следует отметить, что спектральное представление электрического поля волны в виде (4) дает возможность в каждой точке корректно определить продольную компоненту волнового вектора для каждой отдельной спектральной моды как

$$k_{\parallel}^{mn_{\varphi}} = \frac{n_{\varphi}}{R} \cos \alpha + \frac{m}{\sqrt{g_{\theta\theta}}} \sin \alpha, \quad (5)$$

где  $\alpha$  — угол между полным магнитным полем и тороидальным направлением,  $R$  — большой радиус, а  $g_{\theta\theta}$  — компонента метрического тензора обобщенной тороидальной системы координат ( $\sqrt{g_{\theta\theta}}$  играет роль обобщенного малого радиуса).

На поверхности плазмы задавалось граничное условие на тангенциальные компоненты электрического поля волны, что однозначно определяло поле во всем объеме плазмы. В месте расположения антенны возбуждалось полоидальное электрическое поле, а во всех остальных местах предполагалось наличие идеальной проводящей металлической стенки. Заметим, что при такой постановке граничных условий для получения корректного решения необходимо обеспечить эффективный механизм поглощения ВЧ мощности в объеме плазмы и по возможности максимально исключить обратный поток ВЧ мощности из плазмы назад на антенну.

Поглощение ВЧ мощности на магнитной поверхности  $\psi$ , усредненное по полоидальному углу  $\theta$ , рассчитывалось по формуле, полученной в [13]:

$$\frac{dP_{eLD}}{d\psi}(\psi) = \frac{\omega}{4\pi} \int_0^{2\pi} \text{Re} \sum_m \sum_{m'} e^{i(m'-m)\theta} E_{\parallel}^{m*}(\psi) \times \text{Im}[\eta(\psi, \theta, k_{\parallel}^{m'})] E_{\parallel}^{m'}(\psi) v(\psi, \theta) d\theta, \quad (6)$$

где  $v(\psi, \theta)$  — якобиан метрического тензора обобщенной тороидальной системы координат, а  $E_{\parallel}^m$  — проекция  $\mathbf{E}^m$  на направление магнитного поля (индекс  $n_{\varphi}$  здесь опущен).

Двумерное полноволновое моделирование требует значительного времени, и было выполнено для некоторого набора параметров плазмы токамака Глобус-М2. Был выбран определенный „базовый“ случай, и затем

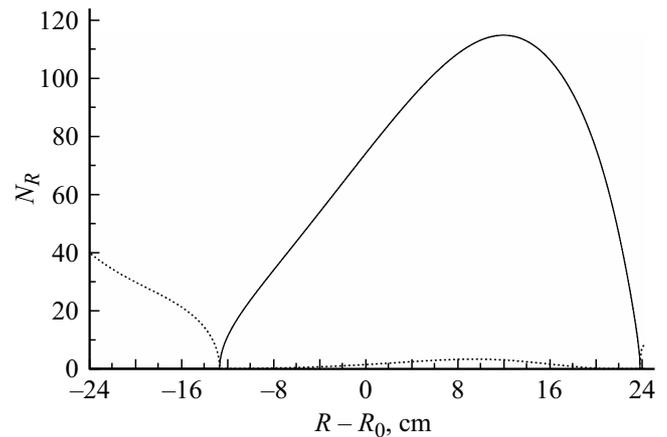
параметры по отдельности варьировались относительно „базовых“, которые приведены ниже:

- большой радиус плазмы  $R_0 = 36$  см, малый радиус  $a_0 = 24$  см, дейтериевая плазма;
- шафрановский сдвиг на оси 3 см, вытянутость плазмы 1.8, треугольность 0.4;
- плотность плазмы  $n_e = (n_{e0} - n_{e1})(1 - \psi^2) + n_{e1}$ ;  $n_{e0} = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{e1} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ;
- температура электронов  $T_e = T_{e0}(1 - \psi^2)$ ;  $T_{e0} = 2 \text{ keV}$ ;
- вакуумное тороидальное магнитное поле в центре камеры  $B_0 = 8 \text{ kGs}$ ;
- ток плазмы  $I_p = 500 \text{ kA}$ ;
- антенна расположена в экваториальной плоскости токамака со стороны слабого магнитного поля; полоидальный размер антенны  $H_{ant} = 22 \text{ см}$ ;
- частота возбуждаемой волны 200 МГц;
- подводимая ВЧ мощность 200 кВт;
- номер тороидальной моды  $n_\varphi = 20$  (это соответствует тороидальному замедлению волны  $N_\varphi = ck_\varphi/\omega \approx 7$  у антенны и  $N_\parallel \approx N_\parallel = ck_\parallel/\omega \approx 12$  в окрестности оси разряда).

Эти параметры находятся в пределах диапазона планируемого эксперимента на токамаке Глобус-М2, но выбор некоторых из них нуждается в дополнительных комментариях. В частности, частота 200 МГц и мощность 200 кВт обусловлены имеющимся в наличии генератором. Расположение антенны и ее размер определяются патрубком вакуумной камеры токамака, в котором предполагается разместить антенну. Выбор большой величины граничной плотности плазмы ( $10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) связан с двумя важными обстоятельствами, о которых надо рассказать подробнее.

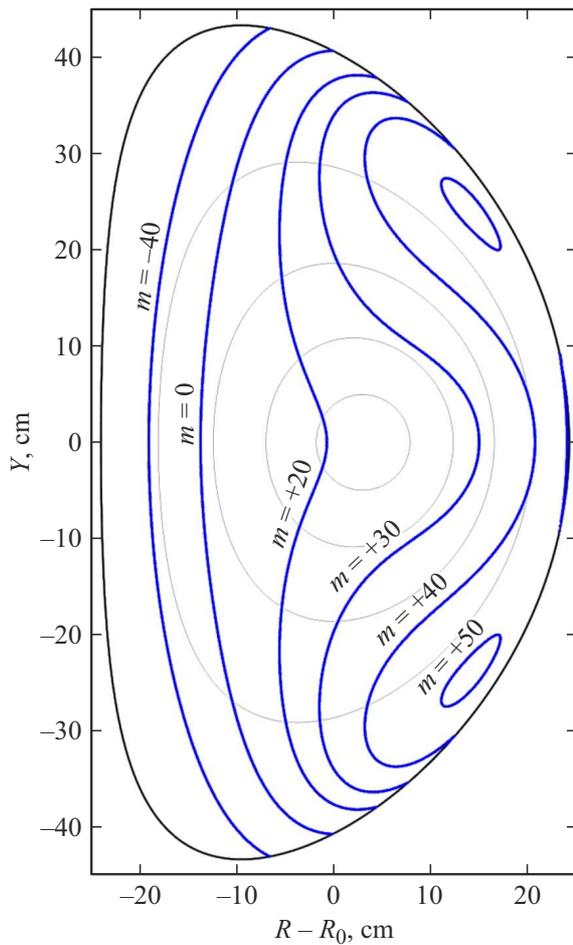
Во-первых, при частоте  $\sim 200 \text{ МГц}$ , выбранной для возбуждения геликона, на периферии плазмы, в области малых плотностей всегда присутствует нижнегибридный резонанс (НГР), а антенна, возбуждающая быструю волну, неизбежно генерирует и примесь медленной, мощность которой поглотится вблизи НГР. В частности, при „базовом“ наборе параметров расчета и нулевой граничной плотности НГР находится на расстоянии 7 мм от границы со стороны слабого магнитного поля. Двумерное моделирование распространения и поглощения ВЧ волны с прохождением НГР, хотя и возможно в принципе, но требует значительных компьютерных мощностей из-за очень мелкомасштабной структуры поля медленной волны вблизи резонанса. Поэтому на границе плазмы задавалась достаточно высокая плотность ( $10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) — такая, что НГР во всем объеме плазмы отсутствовал. Вопрос о влиянии НГР на эффективность схемы с использованием геликона является важным (см., например, [5]), но нетривиальным, и требует отдельного исследования с привлечением других методов.

Во-вторых, в области малых плотностей на периферии плазмы для геликона имеется область непрозрачности, расположенная между границей плазмы и поверхностью отсечки для быстрой волны. В качестве иллюстрации



**Рис. 1.** Дисперсионные кривые для поперечного показателя преломления геликона  $N_R$  вдоль экваториальной плоскости токамака Глобус-М2 для базовых параметров расчета при нулевой граничной плотности. Сплошная кривая — вещественная часть, точки — мнимая часть.

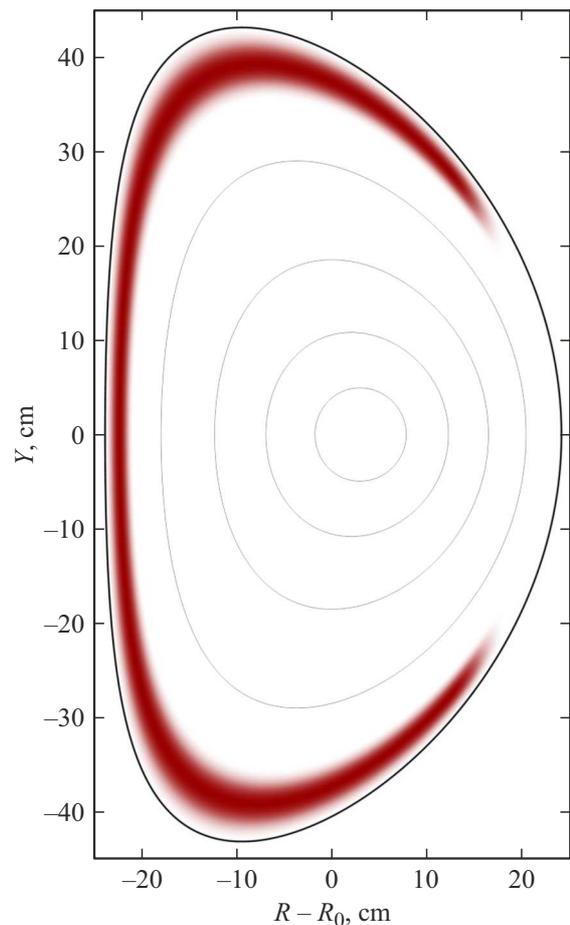
на рис. 1 приведены дисперсионные кривые для радиальной компоненты  $N_R$  показателя преломления быстрой волны при  $n_\varphi = 20$  и  $m = 0$ , рассчитанные вдоль экваториальной плоскости полоидального сечения для „базовых“ параметров расчета, но при нулевой граничной плотности. Вещественная часть показателя преломления  $\text{Re}(N_R)$  показана непрерывной кривой, мнимая  $\text{Im}(N_R)$  — точками. Это результат решения дисперсионного уравнения, полученного из (1)–(3) на основе приближения геометрической оптики. Используя эти данные можно получить геометрико-оптическую оценку для однопроходного поглощения энергии волны при ее распространении через центральную область плазмы: оно составляет более 98%, что очень неплохо. Однако наличие зоны непрозрачности у границы плазмы приводит к отражению части ВЧ мощности обратно к антенне. Для параметров рис. 1 отсечка со стороны слабого магнитного поля расположена на расстоянии 3 мм от границы вакуум-плазма, и доля отраженной мощности составляет около 15%, что вполне приемлемо с точки зрения эффективности возбуждения волны, но нехорошо из-за возникающей некорректности граничных условий, упомянутой выше. А при больших тороидальных замедлениях ширина зоны непрозрачности и высота барьера увеличиваются, и проблема усугубляется (например, для  $n_\varphi = 28$  ширина зоны непрозрачности возрастает до 6 мм, что приводит к отражению от нее почти 40% подводимой мощности). Выбор большой поверхностной плотности плазмы решает и эту проблему — область распространения геликона начинается непосредственно от границы. Для примера на рис. 2 синими кривыми (в онлайн версии) показано положение поверхностей отсечки для быстрой волны в полоидальном сечении токамака Глобус-М2 для „базовых“ параметров плазмы (с граничной плотностью  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $n_\varphi = 20$ ) при



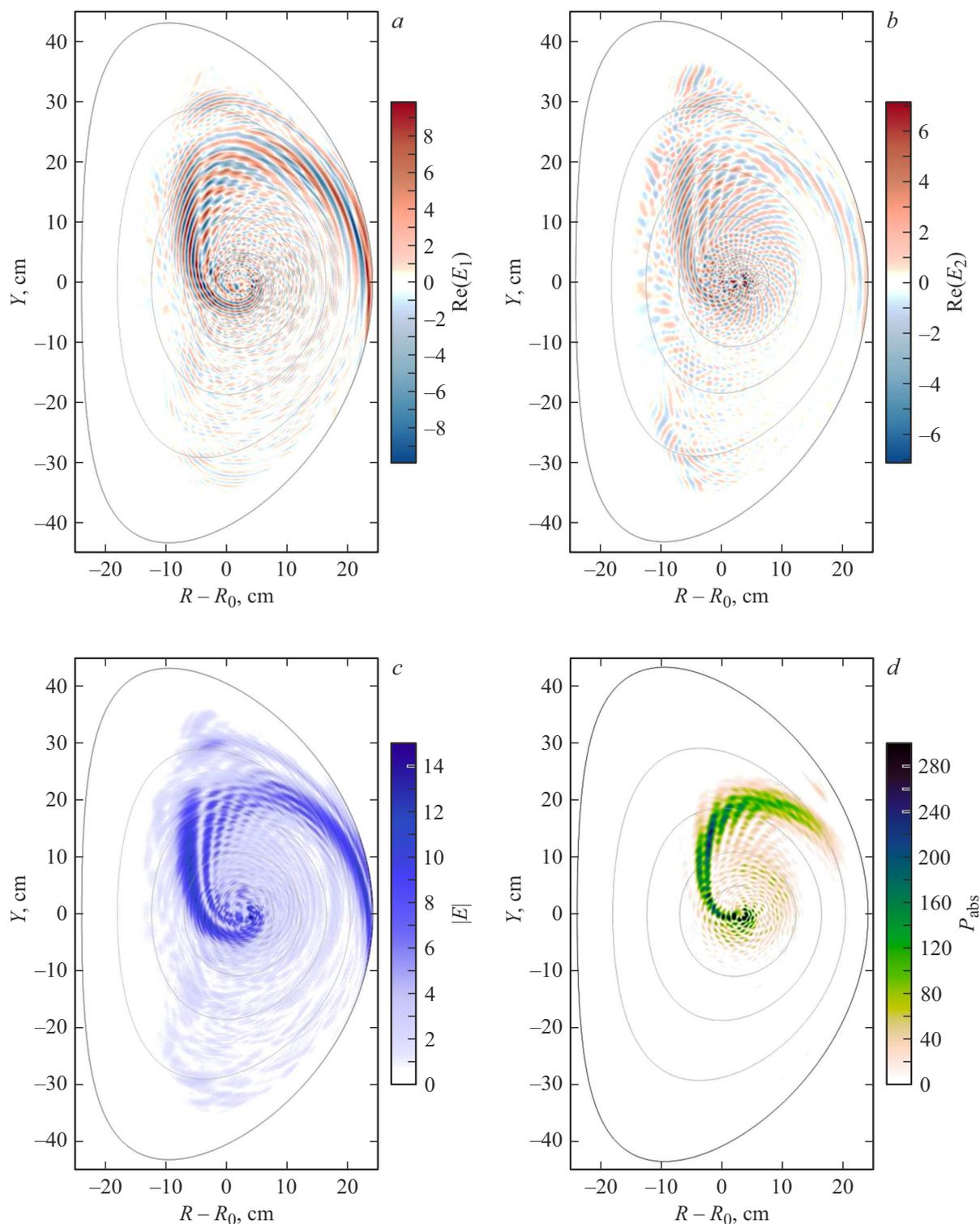
**Рис. 2.** Поверхности „отсечки“ для быстрой волны в полоидальном сечении токамака Глобус-М2 для тороидальной моды  $n_\phi = 20$  и „базовых“ параметрах плазмы при изменении номера полоидальной моды  $m$ .

различных значениях номера полоидальной моды  $m$ . Граница плазмы ( $\psi = 1$ ) очерчена черной линией, а тонкими серыми линиями обозначены магнитные поверхности, соответствующие значениям  $\psi = 0.2, 0.4, 0.6$  и  $0.8$ . Из рисунка видно, что в большинстве случаев основной объем плазмы доступен для геликона со стороны слабого магнитного поля. В частности, для  $m = -40$  недоступен только узкий слой плазмы со стороны сильного магнитного поля; при  $m = 0$  отсечка сдвигается ближе к центру, почти до середины малого радиуса со стороны сильного магнитного поля. С дальнейшим увеличением положительного значения  $m$  область распространения геликона постепенно съеживается, так что для моды  $m = +40$  доступна только узкая область со стороны слабого поля (причем на границе плазмы вблизи экваториальной плоскости появляется узкая область непрозрачности), а для моды  $m = +50$  область распространения практически исчезает. (Заметим, что значения  $|m| \approx 40-50$  вполне реалистичны, и наблюдались в описываемых ниже расчетах.)

Как будет видно ниже из результатов расчета, в большинстве случаев обеспечивается достаточно эффективное поглощение мощности в центральных областях плазмы тем не менее небольшая часть мощности все-таки возвращается назад к поверхности плазмы, а затем отражается от металлической стенки обратно в плазму. Также волна может отражаться и от поверхности отсечки, как правило, расположенной со стороны сильного магнитного поля. Оценить эффективность однопроходного поглощения в рамках вышеописанной модели затруднительно, так как в ней вся введенная в плазму мощность будет в конечном итоге поглощена в объеме плазмы в результате многократных отражений. Для оценки величины этого эффекта вдоль всей поверхности плазмы при  $\psi = 0.9-1.0$  (за исключением полоидальной области расположения антенны) был помещен почти идеальный поглощающий слой (рис. 3), в котором происходило практически 100% затухание падающей на него волны без отражений. Разность между всей введенной ВЧ мощностью и долей мощности, поглощенной в этом слое, дает представление об эффективности „однопроходного“ поглощения геликона в центральных областях. (Слово „однопроходное“ здесь



**Рис. 3.** Расположение искусственного периферийного поглощающего слоя в полоидальном сечении токамака. Чем темнее область, тем больше в ней поглощение.

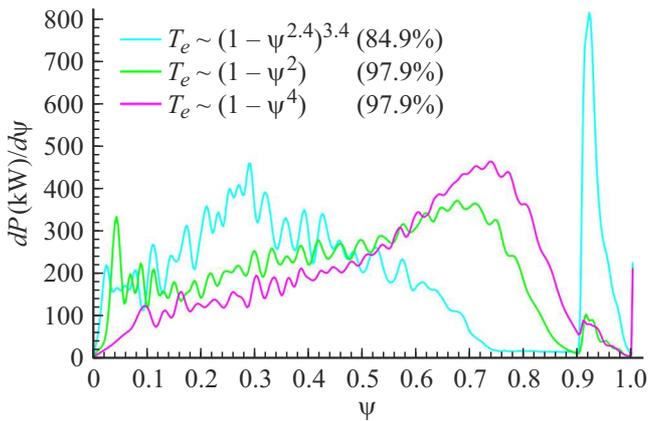


**Рис. 4.** Структура электрического поля волны (*a, b, c*) и поглощенной мощности (*d*) в плоскости полоидального сечения при „базовых“ параметрах.

взято в кавычки, так как оно подразумевает как минимум двойной проход волны — сначала от антенны до центральных областей плазмы, где может происходить поглощение, а затем назад к границе плазмы.)

## 2. Результаты расчета

Результат расчета для „базового“ набора параметров приведен на рис. 4: *a* — компонента электрического поля волны  $\text{Re}(E_1)$ , нормальная к магнитной поверх-



**Рис. 5.** Радиальные профили энергопоглощения при различных радиальных профилях температуры.

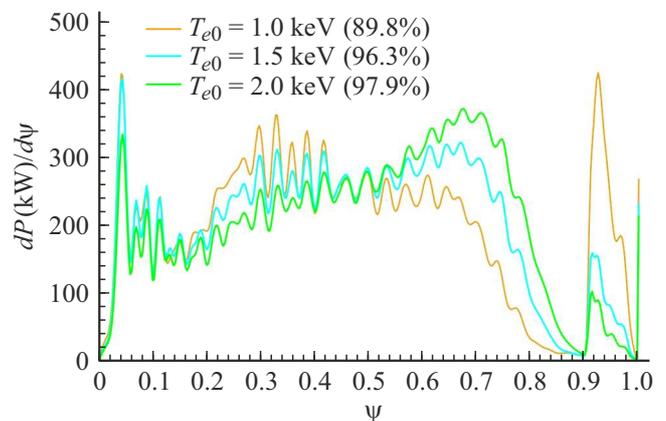
ности,  $b$  — компонента поля  $\text{Re}(E_2)$ , касательная к магнитной поверхности и перпендикулярная полному магнитному полю,  $c$  — модуль полного поля волны  $|E|$ ,  $d$  — двумерный профиль поглощения ВЧ мощности (все в относительных единицах). Для обеспечения должной точности расчета (баланс между введенной в плазму и поглощенной мощностью сошелся с ошибкой  $< 1\%$ ) была использована расчетная сетка из 361 радиальной точки и 289 полоидальных мод.

Здесь следует сделать небольшое пояснение по поводу рис. 4,  $d$ . Дело в том, что для спектрального разложения электрического поля в модели неоднородной плазмы непонятно, как корректно определить величину необратимой диссипации ВЧ мощности в каждой точке пространства, отделив ее от дивергенции кинетического потока мощности, связанного с движением заряженных частиц плазмы в поле волны. Поэтому на самом деле на рис. 4,  $d$  и аналогичных ему рисунках показана величина подынтегрального выражения из правой части (6), которое не равно в точности локальной диссипации в точке пространства. Имея это в виду, мы тем не менее приводим эти рисунки, принося в жертву корректность ради наглядности.

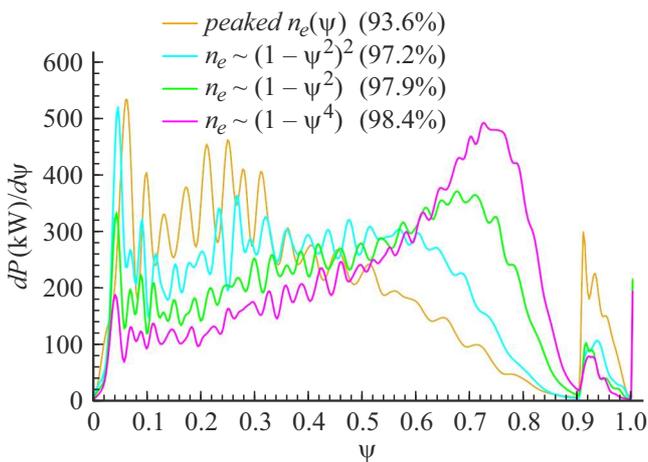
Далее приводятся результаты моделирования при варьировании различных параметров относительно „базовых“. Наиболее яркой является зависимость от плотности и температуры плазмы. В частности, на рис. 5 приведено распределение поглощения ВЧ мощности вдоль „поточковой“ (радиальной) координаты  $\psi$  при различных радиальных профилях электронной температуры и фиксированном значении температуры на оси разряда  $T_{e0} = 2 \text{ keV}$ . Конкретная форма профилей указана на рисунке в легенде. По оси ординат на рис. 5 отложена величина  $dP(\text{kW})/d\psi$  — ВЧ мощность, поглощенная на магнитной поверхности с координатой  $\psi$  (формула (6)). Площадь под кривой, заключенная между двумя соседними значениями  $\psi$ , равна мощности, поглощенной между двумя соответствующими магнитными поверхно-

стями. Площадь под всей кривой равна всей введенной в плазму ВЧ мощности, т. е.  $200 \text{ kW}$ . Максимум на кривых энергопоглощения, расположенный при  $0.9 \leq \psi \leq 1$ , соответствует потерям ВЧ мощности в периферийном поглощающем слое; чем он больше, тем менее эффективно поглощение геликона внутри плазменного объема. Эффективность поглощения в основном объеме плазмы можно оценить по доле ВЧ мощности, поглощенной в диапазоне  $0 \leq \psi \leq 0.9$ ; ее величина в процентах приводится во вставке на рис. 5 для каждой зависимости. Поскольку эффективность поглощения ВЧ мощности увеличивается с ростом температуры, то полученные результаты вполне закономерны. Видно, что при параболическом  $(1 - \psi^2)$  и уплощенном  $(1 - \psi^4)$  профилях температуры в основной плазме поглощается около 98% мощности (зеленая и фиолетовая кривые (в онлайн версии)). В то же время пикированный в центре профиль температуры  $(1 - \psi^{2.4})^{3.4}$  приводит к уменьшению эффективности поглощения в основной плазме до 85% и его заметному росту в периферийном поглощающем слое (голубая кривая (в онлайн версии)). В этом случае только в самых центральных областях плазмы температура достаточно высока для эффективного поглощения ВЧ мощности по механизму Ландау. Соответственно, положение максимума на профиле энергопоглощения также сильно зависит от профиля температуры: для уплощенного профиля температуры поглощение сдвигается к периферии, а для пикированного — к центру. Следует отметить, что из-за небольшого размера плазмы радиальные профили энергопоглощения получаются заметно более широкими, чем соответствующие профили, рассчитанные для крупных токамаков [1,5].

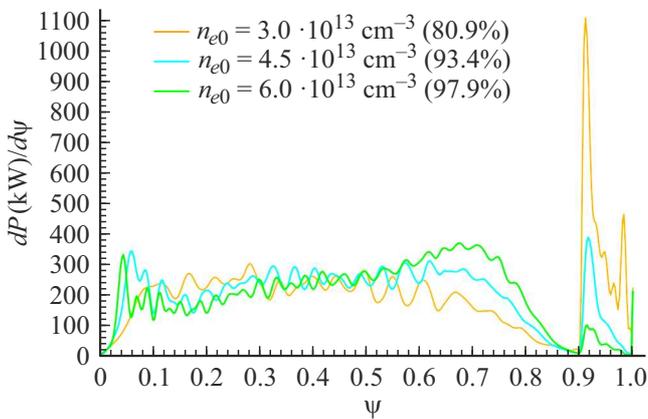
На рис. 6 показана зависимость профилей энергопоглощения от значения температуры на оси разряда (для „базового“ параболического профиля температуры). Как и следовало ожидать, уменьшение температуры приводит к падению эффективности энергопоглощения (при  $T_{e0} = 1 \text{ keV}$  около 10% мощности теряется на периферии) и сдвигу максимума поглощения к центру.



**Рис. 6.** Радиальные профили энергопоглощения при различных значениях температуры в центре.



**Рис. 7.** Радиальные профили энергопоглощения при различных радиальных профилях плотности.



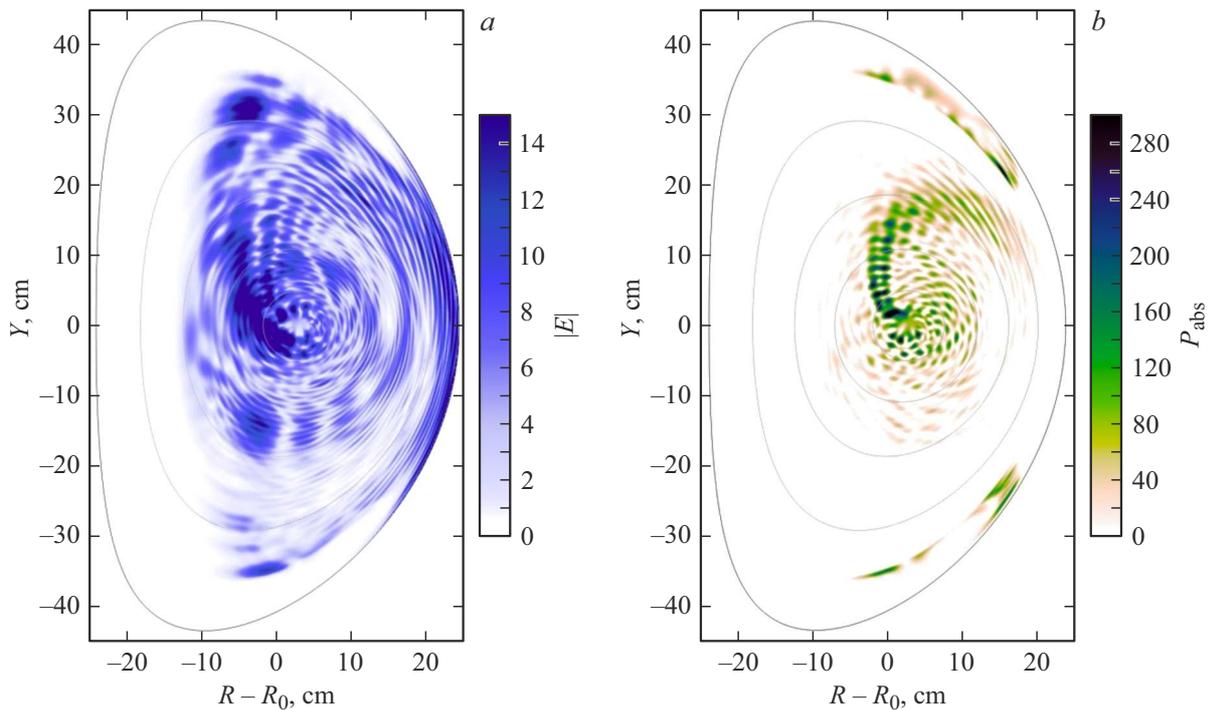
**Рис. 8.** Радиальные профили энергопоглощения при различных значениях плотности в центре.

На двух следующих рисунках показаны аналогичные кривые для распределения поглощенной ВЧ мощности вдоль малого радиуса, но уже в зависимости от плотности плазмы: от формы ее радиального профиля при фиксированном значении на оси разряда  $n_{e0} = 6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  (рис. 7) и от значения на оси при параболическом профиле (рис. 8). Качественно зависимость от плотности носит тот же характер, что и зависимость от температуры, а именно: с увеличением плотности эффективность поглощения возрастает; пикированные профили плотности приводят к более центральному поглощению и худшей его эффективности; уплотненные профили плотности улучшают эффективность поглощения и сдвигают его область к периферии. Из рис. 8 видно, что низкая плотность плазмы особенно неблагоприятно сказывается на эффективности поглощения: при  $n_{e0} = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  наблюдались наибольшие потери мощности на периферии (почти 20%). В подтверждение этого на рис. 9 для этого случая приведены двумерные профили полного электрического поля волны (рис. 9, *a*) и локального поглощения

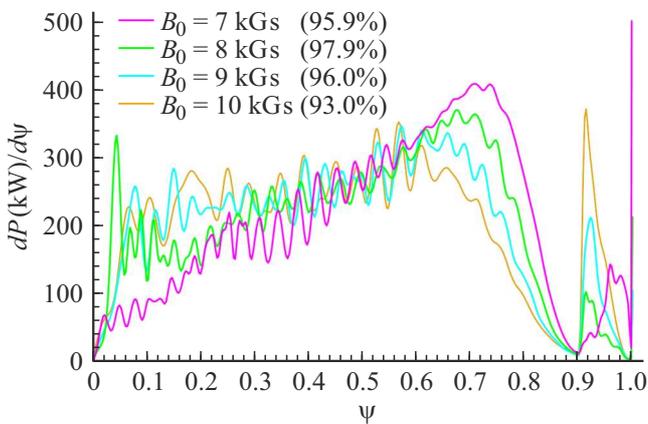
ВЧ мощности (рис. 9, *b*). Поле волны заполняет почти весь доступный ей объем, и наблюдается отчетливая интерференционная картина. Также видно значительное выделение мощности на периферии.

На рис. 10 показаны радиальные профили энергопоглощения в зависимости от величины тороидального магнитного поля  $B_0$  в центре камеры. В целом уменьшение магнитного поля благоприятно сказывается на эффективности поглощения, однако при поле 7 kGs на самой границе плазмы уже появляется НГР (острый пик на фиолетовой кривой (в онлайн версии) при  $\psi \approx 1$ ), что ухудшает эффективность возбуждения геликона и снижает точность вычислений. На рис. 11 показаны радиальные профили энергопоглощения в зависимости от величины тока плазмы  $I_p$ . Видно, что меньшие токи приводят к небольшому улучшению эффективности поглощения (следует также иметь в виду, что уменьшение тока, наряду с изменением шира, ведет и к заметному снижению величины полного магнитного поля). Благоприятный эффект уменьшения тока плазмы можно наблюдать и на рис. 12, где показаны двумерные профили поля волны и энергопоглощения при малой величине тока плазмы  $I_p = 250 \text{ kA}$ . Конус поглощения ВЧ мощности, показанный на рис. 12, *b*, имеет четко очерченную, максимально гладкую форму, свидетельствующую об эффективном однопроходном поглощении (сравните с профилями энергопоглощения на рис. 4, *d* и 9, *b*).

Довольно интересным оказался и результат исследования влияния знака (т.е. направления) тороидального магнитного поля  $B_0$  и тока плазмы  $I_p$  при прочих неизменных параметрах. До сих пор все результаты приводились для положительного знака магнитного поля и тока плазмы относительно тороидального направления (т.е. и поле, и ток были направлены из плоскости 2D рисунков на нас). На рис. 13 изображено, как меняется радиальный профиль энергопоглощения при изменении знаков магнитного поля и тока плазмы (во всех четырех случаях  $n_\phi = +20$ , т.е. волна бежит в положительном тороидальном направлении). Видно, что изменение знака магнитного поля при сохранении направления тока не влияет на радиальный профиль поглощения ВЧ мощности, а вот изменение направления тока плазмы при сохранении направления магнитного поля приводит к заметной перестройке профиля энергопоглощения. На самом деле изменение направления магнитного поля, конечно же, оказывает влияние на результат — просто его не видно на одномерном графике. На рис. 14 показано, как смена направлений вакуумного магнитного поля и тока плазмы меняют структуру двумерного профиля энергопоглощения. При изменении только знака магнитного поля одномерный радиальный профиль поглощения не меняется, двумерная же структура тоже сохраняется, но зеркально отображается относительно экваториальной плоскости (см. пары  $(a) \leftrightarrow (c)$  и  $(b) \leftrightarrow (d)$  на рис. 14). Дело в том, что геликон распространяется в основном вдоль магнитной силовой линии, постепенно



**Рис. 9.** Структура электрического поля волны (а) и поглощенной мощности (b) в плоскости полоидального сечения при плотности на оси разряда  $n_{e0} = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

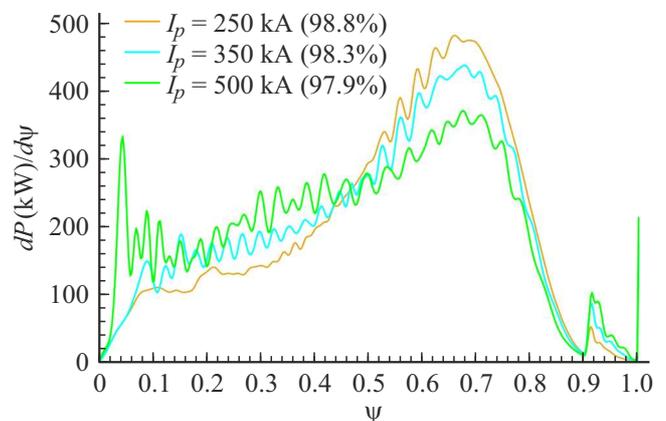


**Рис. 10.** Радиальные профили энергопоглощения при различных значениях тороидального магнитного поля в центре камеры.

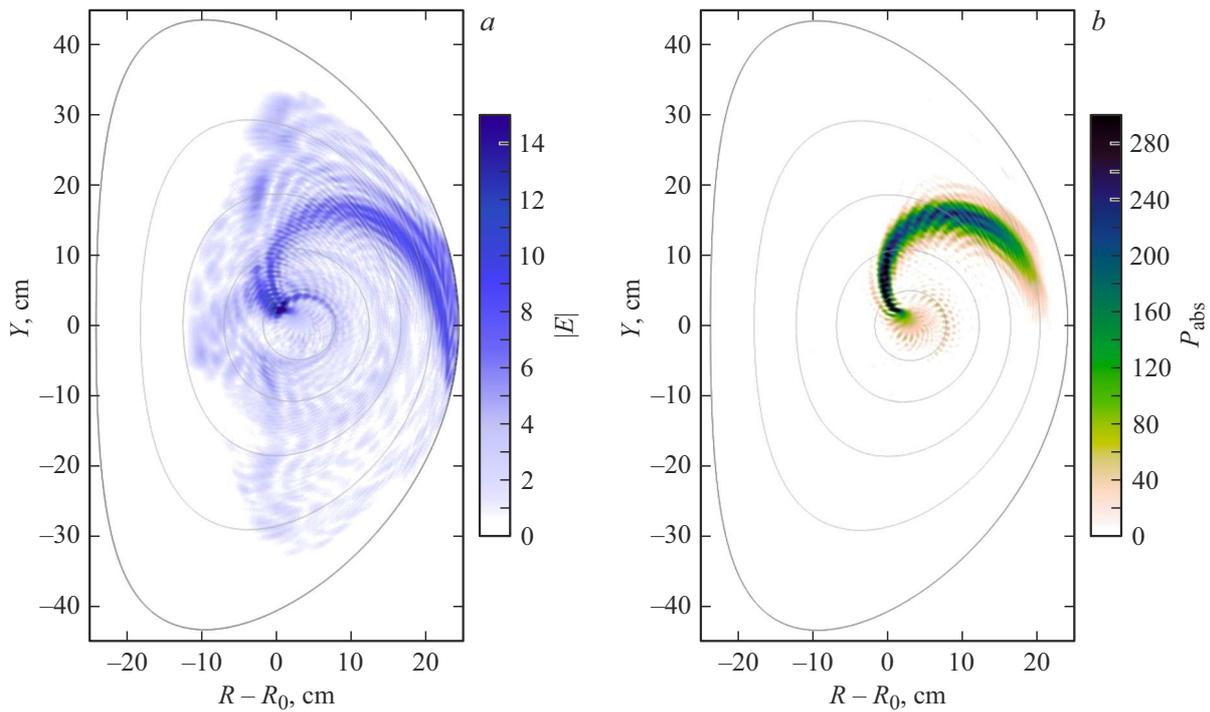
заглубляясь внутрь плазмы по спирали, причем при  $n_\phi > 0$  он движется в положительном тороидальном направлении (т.е. из плоскости рисунка на нас). Если  $B_0$  и  $I_p$  направлены в одну и ту же сторону, то силовая линия в положительном тороидальном направлении идет от антенны вверх, закручиваясь в плоскости полоидального сечения против часовой стрелки, что согласуется с поведением волны на рис. 14, а, b. Если же  $B_0$  и  $I_p$  имеют разные знаки, то силовая линия в положительном тороидальном направлении идет от антенны вниз, закру-

чиваясь в плоскости полоидального сечения по часовой стрелке, что мы и видим на рис. 14, с, d.

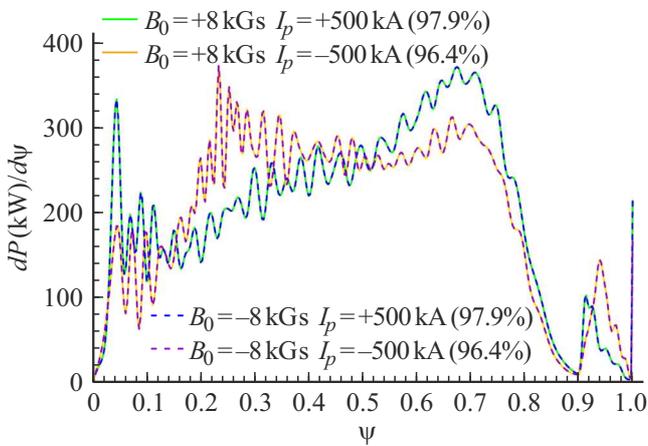
Если одновременно изменить знаки и  $B_0$ , и  $I_p$ , то геометрия спирали магнитной силовой линии не изменится, но направление касательного к ней вектора полного магнитного поля изменится на противоположное. В результате проекция тороидальной компоненты волнового вектора  $k_\phi$  на направление, перпендикулярное одновременно вектору полного магнитного поля и градиенту компоненты  $g$  тензора диэлектрической проницаемости плазмы, также изменит знак. В неоднородной гиротропной среде, коей является плазма в токамаке, это приводит к заметному изменению дисперсии



**Рис. 11.** Радиальные профили энергопоглощения при различных значениях тока плазмы.



**Рис. 12.** Структура электрического поля волны (a) и поглощенной мощности (b) в плоскости полоидального сечения при токе плазмы 250 кА.



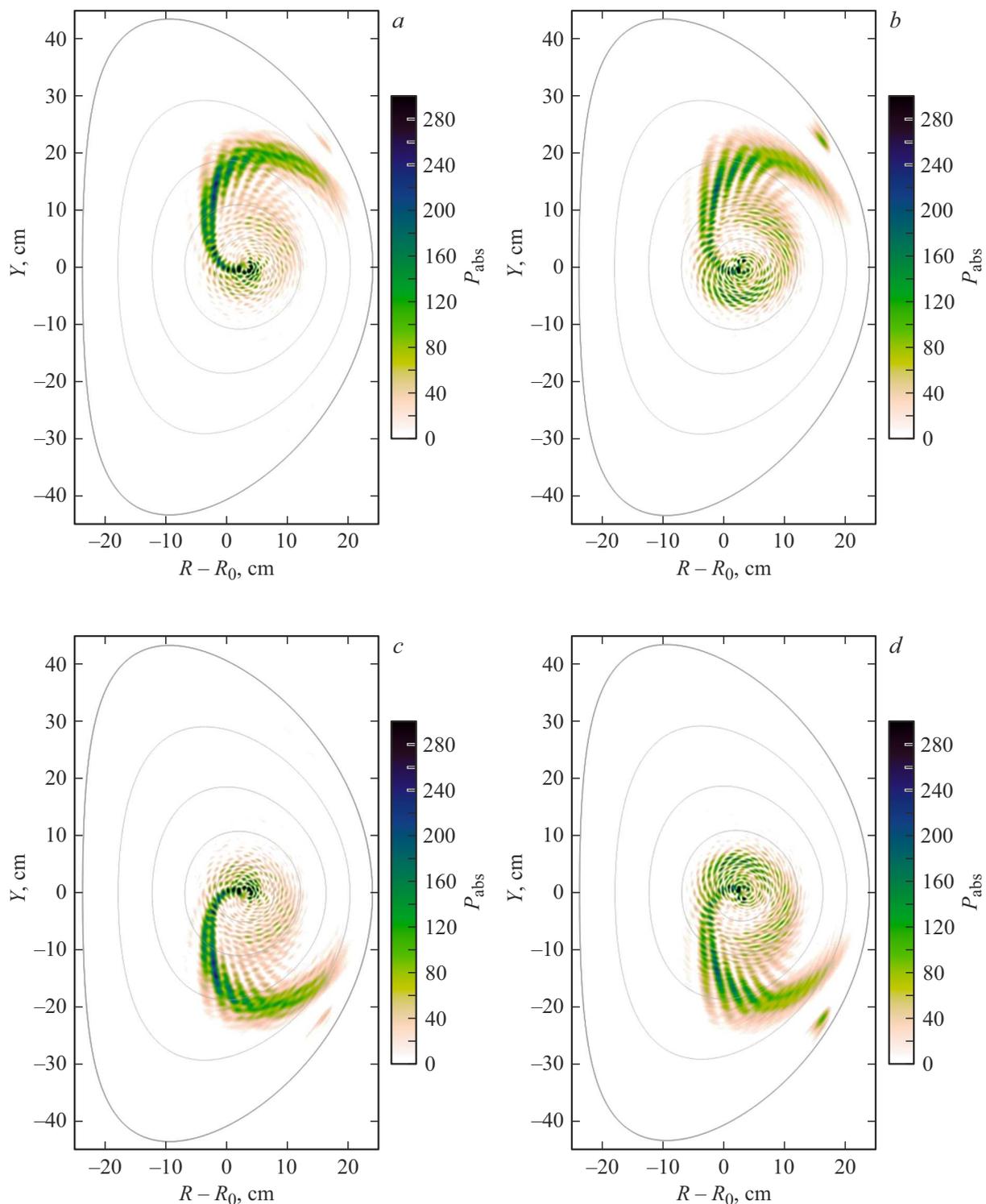
**Рис. 13.** Радиальные профили энергопоглощения при различных направлениях тороидального магнитного поля и тока плазмы.

волны [14], что в свою очередь проявляется в различии профилей энергопоглощения (см. рис. 13 и пары (a)↔(b) и (c)↔(d) на рис. 14). Этот эффект оказывается особенно ярко выражен в небольшом сферическом токамаке, таком как Глобус-М2, где плазма является сильно неоднородной, причем как в радиальном, так и в полоидальном направлении. (Хотя мы и не приводим соответствующие рисунки, но отметим, что изменение знака  $n_\phi$  при сохранении направлений магнитного поля и тока приведет и к перестройке радиального профиля

энергопоглощения, и к смене направления вращения волнового конуса в плоскости полоидального сечения на противоположное.)

Исследовалось также и влияние величины тороидального замедления геликона на его распространение и поглощение: определение оптимального значения  $n_\phi$  крайне важно, так как оно влияет на окончательный выбор размеров и конструкции антенны. Профили энергопоглощения в зависимости от номера тороидальной моды  $n_\phi$  приведены на рис. 15 в одномерном, а на рис. 16 в двумерном представлении соответственно. Видно, что  $n_\phi = 20$  и 28 обеспечивают хорошую эффективность поглощения. При  $n_\phi = 14$  эффективность поглощения немного снижается, а на двумерном профиле поглощения явно наблюдается интерференционная структура, свидетельствующая об отражении волны от центральных областей. Но нужно также заметить, что с увеличением  $n_\phi$  возрастает ширина и высота барьера зоны непрозрачности между вакуумом и отсечкой быстрой моды, что не учтено в данном расчете из-за большого значения плотности плазмы на ее границе. Напомним, что на самом деле при  $n_\phi = 28$  через барьер непрозрачности проходит только 60% подводимой мощности. Вышесказанное позволяет сделать вывод о том, что, видимо, значение  $n_\phi = 20$  является более или менее оптимальным. Для возбуждения такой волны необходимо, чтобы антенная структура имела периодичность в тороидальном направлении около 20 см.

Наконец, было проверено, как на распространение и поглощение геликона влияет полоидальный размер



**Рис. 14.** Профили энергопоглощения в плоскости полоидального сечения при различных направлениях тороидального магнитного поля и тока плазмы: *a* —  $B_0 = +8$  kGs,  $I_p = +500$  kA; *b* —  $B_0 = -8$  kGs,  $I_p = -500$  kA; *c* —  $B_0 = -8$  kGs,  $I_p = +500$  kA; *d* —  $B_0 = +8$  kGs,  $I_p = -500$  kA.

антенны  $H_{ant}$ . На рис. 17 сравниваются радиальные профили энергопоглощения для двух вариантов антенны: с базовой высотой  $H_{ant} = 22$  см и с высотой 11 см. На рис. 18 показаны двумерные профили полного поля

волны (рис. 18, *a*) и поглощения (рис. 18, *b*) для антенны высотой 11 см. Для маленькой антенны эффективность поглощения оказалась чуть ниже, но в целом большой разницы по сравнению с базовым размером не видно.

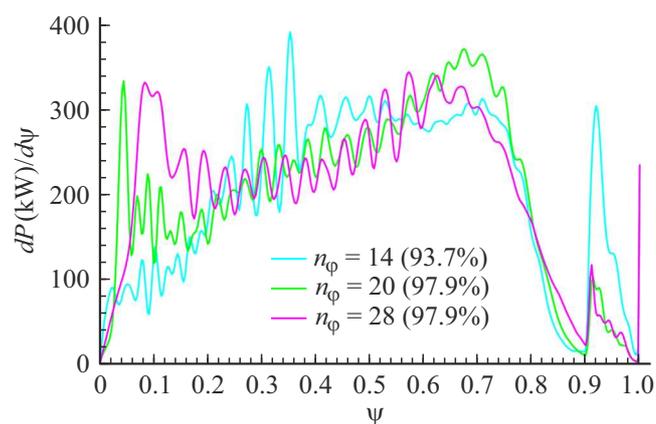


Рис. 15. Радиальные профили энергопоглощения для различных номеров торoidalной моды  $n_\phi$ .

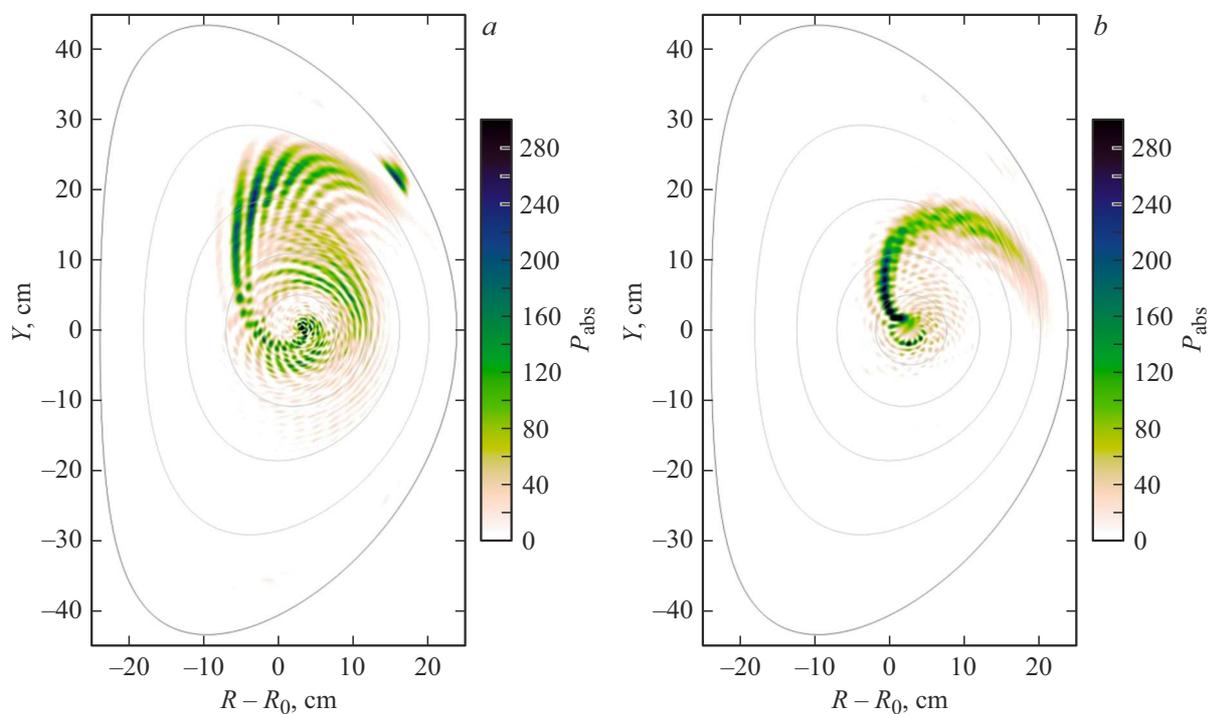


Рис. 16. Профили энергопоглощения в плоскости полоидального сечения для  $n_\phi = 14$  (a) и 28 (b).

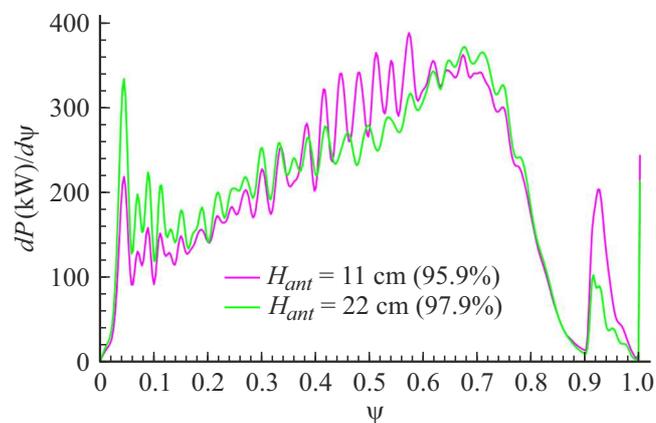
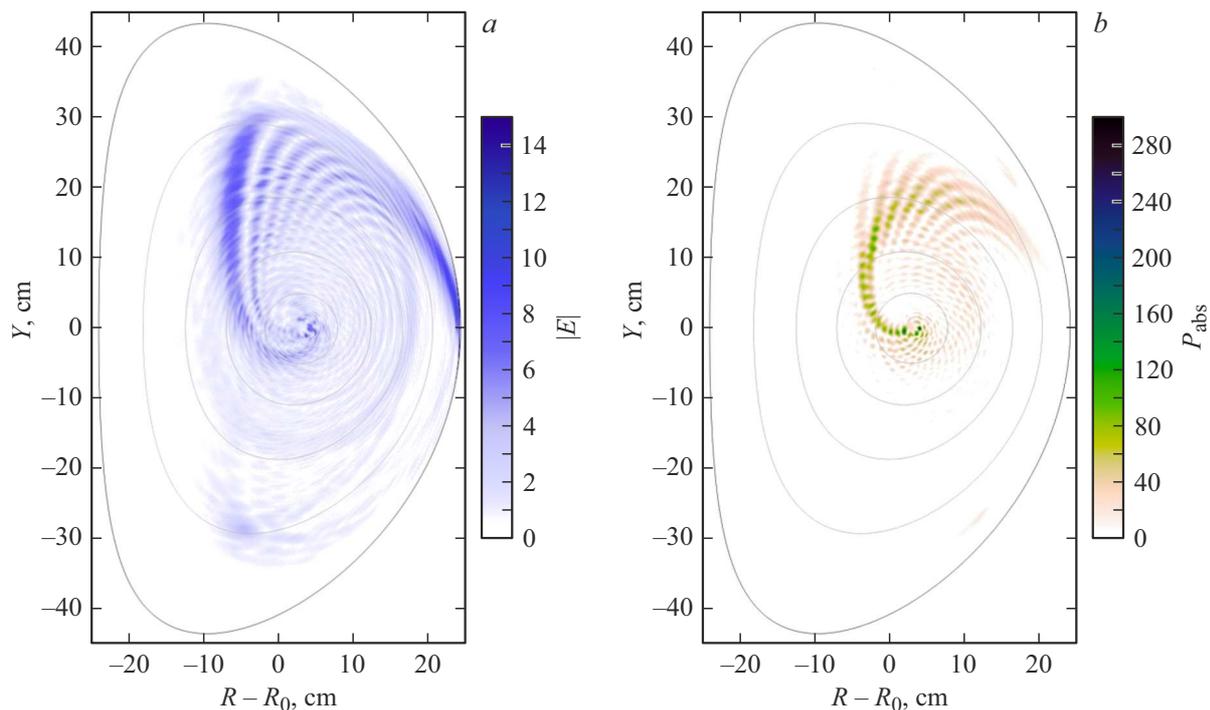


Рис. 17. Радиальные профили энергопоглощения для антенн различной высоты.



**Рис. 18.** Структура электрического поля волны (а) и поглощенной мощности (б) в плоскости полоидального сечения для маленькой антенны высотой 11 см.

## Заключение

Основной вывод, который можно сделать из анализа приведенных в работе результатов полно-волнового моделирования распространения и поглощения геликонов в плазме сферического токамака Глобус-М2 заключается в следующем. Несмотря на малые размеры токамака, поглощение геликонов в основной плазме может происходить достаточно эффективно в широком диапазоне параметров эксперимента (назад к границе плазмы отражается, как правило, не более 20% ВЧ мощности). При этом по сравнению с крупными токамаками радиальный профиль энергопоглощения оказывается более широким, что отчасти уменьшает возможности тонкого управления профилем тока. Общая рекомендация заключается в использовании плотной горячей плазмы (центральные значения плотности и температуры не менее  $(5-6) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  и  $(1.5-2) \text{ keV}$  соответственно) с оптимальным магнитным полем 8–9 kGs. Широкие, плоские радиальные профили плотности и температуры более предпочтительны по сравнению с узкими профилями, пикированными у оси разряда. Также было показано, что в небольшом токамаке, каковым является Глобус-М2, заметную роль играют градиентные эффекты, так что направление распространения волны вдоль тора относительно направлений магнитного поля и тока плазмы необходимо учитывать. Оптимальное тороидальное замедление волны соответствует возбуждению тороидальной моды с номером  $n_\phi$  порядка 20. Для этого (имея в виду генерацию ВЧ тока) антенна должна

возбуждать бегущую волну с длиной около 20 см в тороидальном направлении.

Полученные результаты имеют значение в плане дальнейшего развития теории и понимания особенностей физических процессов распространения и поглощения геликонов в плазме небольших токамаков с малым аспектным отношением. Они также имеют важный прикладной аспект и будут использованы при разработке антенны и планировании эксперимента с использованием геликонов на токамаке Глобус-М2.

## Финансирование работы

Работа была поддержана в рамках выполнения Государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] В.Л. Вдовин. Физика плазмы, **39**, 115 (2013). DOI: 10.7868/S0367292113020030
- [2] R.I. Pinsky. Phys. Plasmas, **22**, 090901 (2015). DOI: 10.1063/1.4930135
- [3] C. Lau, E.F. Jaeger, N. Bertelli, L.A. Berry, D.L. Green, M. Murakami, J.M. Park, R.I. Pinsky, R. Prater. Nucl. Fusion, **58**, 066004 (2018).

- [4] C. Lau, L.A. Berry, E.F. Jaeger, N. Bertelli. *Plasma Physics Controlled Fusion*, **61** (4), 045008 (2019). DOI: 10.1088/1361-6587/aafd04
- [5] C. Lau, et al. Effects of turbulence in modifying helicon wave CD propagation and efficiency. 28th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2020), 10–15 May 2021.
- [6] C. Gormezano, A.C.C. Sips, T.C. Luce, S. Ide, A. Becoulet, X. Litaudon, A. Isayama, J. Hobirk, M.R. Wade, T. Oikawa, R. Prater, A. Zvonkov, B. Lloyd, T. Suzuki, E. Barbato, P. Bonoli, C.K. Phillips, V. Vdovin, E. Joffrin, T. Casper, J. Ferron, D. Mazon, D. Moreau, R. Bundy, C. Kessel, A. Fukuyama, N. Hayashi, F. Imbeaux, M. Murakami, A.R. Polevoi, H.E. St John. *Nucl. Fusion*, **47** (6), S285 (2007). DOI: 10.1088/0029-5515/47/6/S06
- [7] R.I. Pinsker. *Review of tokamak experiments on direct electron heating and current drive with fast waves. Proceedings of the 10th Topical Conference on Radio Frequency Power in Plasmas*, Boston, MA, 1993 (American Institute of Physics, NY., 1994), p. 179.
- [8] M. Ono. *Phys. Plasmas*, **2** (11), 4075 (1995). DOI: 10.1063/1.871030
- [9] В.Е. Голант. *ЖТФ*, **41**, 2492 (1971).
- [10] V.B. Minaev, V.K. Gusev, N.V. Sakharov, V.I. Varfolomeev, N.N. Bakharev, V.A. Belyakov, E.N. Bondarchuk, P.N. Brunkov, F.V. Chernyshev, V.I. Davydenko, V.V. Dyachenko, A.A. Kavin, S.A. Khitrov, N.A. Khromov, E.O. Kiselev, A.N. Kononov, V.A. Kornev, G.S. Kurskiev, A.N. Labusov, A.D. Melnik, A.B. Mineev, M.I. Mironov, I.V. Miroshnikov, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, V.A. Rozhansky, A.N. Saveliev, I.Yu. Senichenkov, P.B. Shchegolev, O.N. Shcherbinin, I.V. Shikhovtsev, A.D. Sladkomedova, V.V. Solokha, V.N. Tanchuk, A.Yu. Telnova, V.A. Tokarev, S.Yu. Tolstyakov, E.G. Zhilin. *Nucl. Fusion*, **57** (6), 066047 (2017). DOI: 10.1088/1741-4326/aa69e0
- [11] Н.Н. Бахарев, И.М. Балаченков, В.И. Варфоломеев. *Физика плазмы*, **46** (7), 579 (2020). DOI: 10.31857/S036729212007001X
- [12] E.Z. Gusakov, V.V. Dyachenko, M.A. Irzak, S.A. Khitrov, A.N. Saveliev, O.N. Shcherbinin. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **52** (7), 075018 (2010). DOI: 10.1088/0741-3335/52/7/075018
- [13] M. Brambilla. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **41** (1), 1 (1999). DOI: 10.1088/0741-3335/41/1/002
- [14] E.Z. Gusakov, M.A. Irzak, A.D. Piliya. *J. Experiment. Theor. Phys. Lett.*, **65**, 25 (1997).