

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 533.9.02, 533.9.082

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ
БЫСТРЫХ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН,
ВОЗБУЖДАЕМЫХ В ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М**

©2025 г. А. И. Мещеряков^{a,b,*}, И. А. Гришина^a

^aИнститут общей физики им. А.М. Прохорова Российской Академии наук

Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

^bНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”

Россия, 123098, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

*e-mail: meshch@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 03.04.2025 г.

После доработки 17.04.2025 г.

Принята к публикации 28.04.2025 г.

Разработан код для расчета распространения и поглощения быстрых магнитозвуковых (БМЗ) волн, возбуждаемых в плазме установок УТС. Рассчитаны продольные и азимутальные волновые числа БМЗ-волны, распространяющейся в дейтериевой плазме с параметрами, характерными для режима омического нагрева в стеллараторе Л-2М. Частота волны соответствует второй гармонике ионной циклотронной частоты дейтерия. Использовалась модель холодной бесстолкновительной плазмы в цилиндрической геометрии. Рассчитано поглощение БМЗ-волны ионами и электронами. Показано, что для второй гармоники ионной циклотронной частоты дейтерия 79% мощности БМЗ-волны будет поглощаться ионами. Поэтому для эффективной генерации токов увлечения БМЗ-волной в дейтериевой плазме нужно либо использовать более высокие гармоники ионной циклотронной частоты, либо искать альтернативные механизмы поглощения БМЗ-волны электронами, например, метод конверсии мод.

1. ВВЕДЕНИЕ

Осуществление управляемой термоядерной реакции является одним из возможных путей обеспечения человечества новыми источниками энергии. Для обеспечения непрерывной работы токамака-реактора актуальной проблемой является поддержание стационарного плазменного тока за счет создания токов увлечения. В настоящее время на действующих тороидальных установках ведется активный поиск наиболее эффективных методов создания токов увлечения. На токамаках проводились эксперименты по созданию токов увлечения в нижнегибридном (НГ) (1–10 ГГц) [1, 2] и электронном циклотронном (ЭЦ) (20–200 ГГц) [3, 4] диапазонах частот. Эффективность генерации токов увлечения

волнами в ЭЦ-диапазоне оказалась низкой ($\eta = 0.42 \cdot 10^{19} \text{ АВт}^{-1} \text{ м}^{-2}$), см., например, [5]. Более эффективной оказалась генерация токов увлечения НГ-волнами. В экспериментах на токамаке JT-60U получена наибольшая на сегодняшний день эффективность генерации токов увлечения $\eta = 3.5 \cdot 10^{19} \text{ АВт}^{-1} \text{ м}^{-2}$ [6]. Однако эти исследования показали, что метод генерации токов увлечения волнами в НГ-диапазоне частот имеет ограничения по плотности плазмы, связанные с возникновением в плазме зоны непрозрачности для нижегибридных волн, возбуждаемых гриллом, при повышении плотности (условие Стикса–Голанта). Эти ограничения отчасти могут быть преодолены увеличением магнитного поля установки, что само по себе является сложной технической задачей. Другим способом преодоления ограничения по плотности применения НГ-метода генерации токов увлечения является создание гриллов, возбуждающих волны с большими продольными волновыми числами. Эффективность генерации токов увлечения ВЧ-волнами напрямую зависит от минимального значения продольного волнового числа $k_{||\min}$ в их спектре. Известно [7], что если в плазме распространяется волна с частотой ω , и ее продольная фазовая скорость меньше тепловой скорости электронной компоненты плазмы, то эффективность генерации токов увлечения по порядку величины равна $\eta \sim \omega^2 / k_{||\min}^2$. Поэтому увеличение продольного волнового числа НГ-волн, генерируемых антенной, приведет к снижению эффективности генерации токов увлечения, хотя ограничения, связанные с возникновением зоны непрозрачности, будут преодолены. Таким образом, ЭЦ- и НГ-методы создания токов увлечения на сегодняшний момент не могут обеспечить создание стационарных плазменных токов в проектируемых токамаках-реакторах и, в частности, в строящемся экспериментальном токамаке-реакторе ИТЭР.

С точки зрения создания токов увлечения в токамаке, мало исследованным остается диапазон ионных циклотронных частот (10–500 МГц). В этом частотном диапазоне возможна генерация токов увлечения быстрыми магнитозвуковыми (БМЗ) волнами как при непосредственном поглощении их электронами плазмы (метод FWCD, Fast Wave Current Drive), так и с использованием их конверсии в медленные (ионные циклотронные и ионные берштейновские) волны (метод MCCD, Mode Conversion Current Drive). Эти методы не имеют ограничений по плотности плазмы, и для генерации токов увлечения можно использовать волны с низкими продольными волновыми числами. На ряде крупных установок уже проводились эксперименты по ИЦР-нагреву плазмы с использованием конверсии мод, в которых не было обнаружено ухудшения эффективности возбуждения БМЗ-волн с ростом плотности и температуры плазмы [8, 9]. Поэтому можно ожидать, что данный метод можно будет эффективно использовать для генерации токов увлечения на крупных установках УТС. В итоге эффективность генерации тока БМЗ-волнами с

использованием конверсии мод может оказаться выше, чем эффективность генерации НГ-волнами.

На стеллараторе Л-2М ранее также проводились эксперименты по ИЦР-нагреву D+H-плазмы в режиме конверсии мод, показавшие нагрев ионов с эффективностью не хуже, чем на токамаках в аналогичных условиях [10]. В настоящее время планируется проведение экспериментов по генерации токов увлечения волнами в диапазоне ионных циклотронных частот. Будет использован метод MCCD, который заключается в конверсии БМЗ-волн в медленные волны с последующим поглощением этих волн на электронах за счет механизма затухания Ландау в дейтериевой плазме с добавкой водорода. Этот метод создания токов увлечения является новым. Ожидается, что его эффективность будет выше, чем у метода, основанного на непосредственном поглощении БМЗ-волны (метод FWCD) [11], поскольку в этом процессе будут участвовать тепловые электроны, а не электроны из хвоста распределения электронов по энергии. В настоящее время в мире проводится активное моделирование генерации токов увлечения при помощи конверсии БМЗ-волны в медленные волны (например, для токамака EAST [12, 13]).

Для проведения на стеллараторе Л-2М экспериментов по генерации токов увлечения БМЗ-волнами с использованием конверсии мод (MCCD) необходимо провести расчеты распространения и поглощения БМЗ-волн в дейтериевой плазме с параметрами, типичными для стелларатора Л-2М. Иными словами, необходимо знать спектр тороидальных и азимутальных волновых чисел БМЗ-волн, которые могут распространяться в плазме стелларатора Л-2М. Для этого был разработан код для расчета распространения и поглощения БМЗ-волн, возбуждаемых в плазме установок УТС.

В настоящей работе приведены результаты моделирования распространения и поглощения БМЗ-волн в дейтериевой плазме в стеллараторе Л-2М с использованием данного кода. В разд. 2 описана использованная модель. В разд. 3 представлены результаты расчета тороидальных и азимутальных волновых чисел БМЗ-волн, распространяющихся в дейтериевой плазме, в зависимости от плотности плазмы и магнитного поля. Представлены также радиальные распределения компонент электрического и магнитного полей БМЗ-волны. Рассчитаны профили мощности, поглощенной электронами и ионами. В разд. 4 представлены основные выводы.

2. МОДЕЛЬ, ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ РАСЧЕТОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ БМЗ-ВОЛН

Моделирование распространения БМЗ-волны выполнено для цилиндрической дейтериевой плазмы, свойства которой не меняются вдоль координат z и φ . Частота БМЗ-волны соответствует второй гармонике ионной циклотронной частоты дейтерия. Радиальные

зависимости параметров плазмы задавались близкими к зависимостям, характерным для режима омического нагрева на стеллараторе Л-2М. Внешнее магнитное поле имело только продольную компоненту B_z , однородную по сечению плазменного столба. Решение волнового уравнения будем искать в виде

$$E = E(r)\exp(-i\omega t + im\varphi + ik_{\parallel}z), \quad (1)$$

где ω – частота БМЗ-волны, m и k_{\parallel} – азимутальное и продольное (вдоль тороидального магнитного поля установки B_0) волновые числа соответственно.

Будем описывать плазму в рамках магнитной гидродинамики, используя приближение холодной бесстолкновительной плазмы. Использование этой модели оправдано в данном случае, так как плазма в стеллараторе Л-2М достаточно плотная и не слишком горячая. Действительно, условия применимости этой модели имеют вид [14]

$$\omega \gg v_{e,i}, \quad \frac{1}{k} \ll \frac{v_{Te,i}}{v_{e,i}}, \quad \frac{\omega}{k} \gg v_{Te,i}, \quad (2)$$

$$|\omega - \omega_{ce,ci}| \gg k_{\parallel}v_{Te,i}, \quad |\omega - \omega_{ce,ci}| \gg v_{e,i}, \quad \omega_{ce,ci} \gg k_{\perp}v_{Te,i}, \quad (3)$$

где $v_{e,i}$ – суммарные частоты столкновений соответственно электронов и ионов со всеми частицами плазмы, k_{\perp} – волновое число компоненты волны, перпендикулярной магнитному полю B_0 , а $v_{Te,i}$ – тепловые скорости электронов и ионов. Эти условия выполняются в режиме омического нагрева, когда средняя плотность плазмы составляет величину $\langle n_e \rangle = (1-3) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, а электронная температура $T_e = 250-350 \text{ эВ}$, если частота БМЗ-волны не очень близка к циклотронной частоте электронов и ионов $|\omega - \omega_{ce,ci}|/\omega_{ce,ci} > 0.05$.

Для холодной бесстолкновительной плазмы в однородном магнитном поле диэлектрический тензор имеет вид [14]

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где

$$\varepsilon_{\perp} = 1 - \sum_{e,i} \frac{\omega_{pe,i}^2}{\omega^2 - \omega_{ce,i}^2}, \quad \varepsilon_{\parallel} = 1 - \sum_{e,i} \frac{\omega_{pe,i}^2}{\omega^2}, \quad g = \sum_{e,i} \frac{\omega_{pe,i}^2 \omega_{ce,i}}{\omega(\omega^2 - \omega_{ce,i}^2)}.$$

Используя низкочастотную аппроксимацию $\omega \ll \omega_{ce}$, получаем

$$\varepsilon_{\parallel} \gg \varepsilon_{\perp}, \quad \varepsilon_{\parallel} \gg n_{\perp}^2, \quad \varepsilon_{\parallel} \gg (n_{\perp}n_{\parallel}),$$

где

$$n_{\perp}^2 = (\varepsilon_{\perp} - n_{\parallel}^2) - \frac{g^2}{\varepsilon_{\perp} - n_{\parallel}^2}$$

– поперечный показатель преломления, $n_{\parallel} = k_{\parallel}/k_0$ – продольный показатель преломления, $\omega_{pe,i}$ – плазменные частоты электронов и ионов, $k_0 = \omega/c$. В этих условиях E_z -компонента электрического поля мала, $E_z \ll E_r, E_{\varphi}$, и в предположении $E_z = 0$ уравнения Максвелла

можно свести к одному дифференциальному уравнению второго порядка относительно компоненты E_φ :

$$E_\varphi'' + \frac{1}{x}(1 - m^2\alpha)E_\varphi' + \left(n_\perp^2 - \frac{m^2+1}{x^2} + \frac{m}{x^2}\beta\right)E_\varphi = 0, \quad (5)$$

где $x = rk_0$ – безразмерный радиус, m – азимутальное волновое число,

$$\alpha = \left(2 + \frac{x\varepsilon_\perp'}{\varepsilon}\right)/(x^2\varepsilon - m^2), \quad \beta = \alpha(x^2g - m) - \frac{xg'}{\varepsilon}$$

– величины, зависящие, в том числе, от производных элементов диэлектрического тензора ε_\perp и g по безразмерному радиусу x .

Остальные компоненты волны выражаются через компоненту E_φ следующим образом:

$$B_r = -n_{||}E_\varphi, \quad E_r = -i\frac{g}{\varepsilon}E_\varphi - \frac{m}{x\varepsilon}B_z, \quad B_\varphi = n_{||}E_r, \quad (6)$$

$$B_z = -\frac{i}{x\gamma^2}\frac{\partial(xE_\varphi)}{\partial x} + \frac{im}{x\gamma^2}\frac{g}{\varepsilon}E_\varphi, \quad \text{где } \gamma^2 = 1 - \frac{m^2}{x^2\varepsilon}. \quad (7)$$

Граничные условия для уравнения (5) следующие: $E_\varphi(r=0)$ имеет конечное значение, $E_\varphi(r=R) = 0$, так как проводимость стенки вакуумной камеры предполагается бесконечной. Уравнение (5) решалось численно методом Рунге–Кутты. Решение, удовлетворяющее граничным условиям, является собственным.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Как отмечалось выше, при проведении экспериментов по генерации токов увлечения важно знать спектр волн по продольному волновому числу, которые могут возбуждаться в плазме определенной плотности. При проведении моделирования использовались близкие к экспериментальным профили параметров плазмы, показанные на рис. 1. Плотность плазмы (рис. 1, кривая 2) внутри сепаратрисы параболически спадала к краю. Снаружи от сепаратрисы она убывала экспоненциально, уменьшаясь на два порядка на длине 1 см, и затем оставалась постоянной вплоть до стенки вакуумной камеры. Моделирование проводилось при магнитном поле $B_0 = 1.25$ Тл.

Рис. 1. Профили параметров плазмы, использованные при проведении моделирования...

Для дейтериевой плазмы и частоты БМЗ-волны 20 МГц (вторая гармоника ионной циклотронной частоты дейтерия) были получены зависимости продольного волнового числа $k_{||}$ БМЗ-волны от плотности плазмы при азимутальных волновых числах $m = 1, 2, 3$ (рис. 2). Рисунок показывает, что низшая азимутальная мода $m = 1$ возбуждается при более низкой, чем моды с большими азимутальными числами $m = 2, 3$, плотности. Моделирование подтверждает, что в стеллараторе Л-2М в диапазоне рабочих плотностей плазмы $n_e = (1-3) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ возможно возбуждение БМЗ-волн с низкими тороидальными

волновыми числами ($k_{||} < 10$). В дальнейшем после проведения экспериментов на стеллараторе Л-2М планируется сравнить данные моделирования с экспериментальными данными, что будет служить верификацией модели, использованной при расчетах.

Рис. 2. Зависимости продольного волнового числа от плотности плазмы при различных азимутальных волновых числах $m = 1, 2, 3$.

На рис. 3 для низшей азимутальной моды $m = 1$ показаны зависимости продольного волнового числа $k_{||}$ БМЗ-волны частотой 20 МГц от плотности дейтериевой плазмы при различных магнитных полях B/B_{ci} в диапазоне от 0.7 до 1.0. Для других азимутальных мод зависимости выглядят аналогично. Рисунок показывает, что увеличение магнитного поля установки B/B_{ci} от 0.7 до 1.0 позволяет возбуждать БМЗ-волны с меньшими продольными волновыми числами $k_{||}$.

Рис. 3. Зависимости продольного волнового числа от плотности плазмы при различных тороидальных магнитных полях

На рис. 4 показан спектр тороидальных и азимутальных волновых чисел, которые способна излучать дипольная антенна системы ИЦР-нагрева стелларатора Л-2М. Рисунок показывает, что антенна может возбуждать в плазме волны с азимутальными волновыми числами $m = 0, 1, 2, 3$. Сравнение рис. 2, 4 показывает, что в стеллараторе Л-2М волны, излучаемые антенной ($m = 0, 1, 2, 3, k_{||} < 10$), имеют возможность распространяться в плазме.

Рис. 4. Спектр мод, возбуждаемых дипольной антенной...

На рис. 5 показаны результаты расчета модельных распределений компонент электрического и магнитного полей БМЗ-волны, распространяющейся в плазме с профилем плотности, показанным на рис. 1. Кривая 1 – азимутальная компонента электрического поля E_{φ} , кривая 2 – продольная компонента магнитного поля B_z , кривая 3 – левополяризованная компонента электрического поля волны E^+ , которая вращается в ту же сторону, что и ионы. Все компоненты полей нормированы на свои максимальные значения для удобства представления информации на одном рисунке. Приведенные зависимости рассчитаны для плотности в центре плазмы $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $m = 1$ и $k_{||} = 10$. Рисунок показывает, что азимутальная компонента электрического поля E_{φ} обращается в нуль на поверхности металлической вакуумной камеры, так как она является идеальным проводником с бесконечно большой проводимостью. При таких граничных условиях представленный на рис. 5 профиль компоненты E_{φ} является собственным решением уравнения (5).

Рис. 5. Профили компонент поля БМЗ волны, распространяющейся в цилиндрической плазме.

Продольная компонента магнитного поля B_z , приведенная на рис. 5, отвечает за поглощение энергии волны электронами плазмы. Для плазмы с ненулевым ларморовским радиусом можно воспользоваться формулой для мощности, поглощаемой электронами плазмы, полученной с использованием “теплого” тензора [14]:

$$P_e = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \beta_e \left(\frac{\omega^2}{k_{\parallel} v_{Te}} \right) \exp \left[- \left(\frac{\omega}{k_{\parallel} v_{Te}} \right)^2 \right] \frac{|B_z|^2}{8\pi}, \quad (8)$$

где P_e – мощность, поглощаемая электронами в единице объема плазмы, μ_0 – магнитная постоянная, $\beta_e = 8\pi p_e / B_0^2$ – отношение газокINETического давления электронной компоненты плазмы p_e к давлению магнитного поля, v_{Te} – тепловая скорость электронов. Видно, что компонента магнитного поля B_z плавно меняется от центра плазмы до стенок вакуумной камеры. Она не испытывает скачков в области сепаратрисы, что означает, что в этих условиях токи на внешней поверхности плазмы не создаются и отсутствует отражение БМЗ-волны от поверхности плазменного шнура.

Левополяризованная компонента электрического поля БМЗ-волны E^+ , также приведенная на рис. 5, отвечает за поглощение БМЗ-волны ионами плазмы. Мощность БМЗ-волны P_i , поглощаемая в единице объема плазмы, описывается формулой, также полученной с использованием “теплого” тензора [15]:

$$P_i = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (\lambda_i)^{l-1} \left(\frac{\omega_{pi}^2}{k_{\parallel} v_{Ti}} \right) \exp \left[- \left(\frac{\omega - l\omega_{ci}}{k_{\parallel} v_{Ti}} \right)^2 \right] \frac{|E^+|^2}{8\pi}, \quad (9)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная, v_{Ti} – тепловая скорость ионов, ω_{pi} – плазменная частота ионов,

$$\lambda_i = \frac{k_{\perp}^2 v_{Ti}^2}{2\omega_{ci}^2} = \frac{k_{\perp}^2 \rho_i^2}{2},$$

где ρ_i – ларморовский радиус ионов, а l – номер гармоники частоты ионного циклотронного резонанса. Формулы (8) и (9) записаны в гауссовой системе единиц, поскольку уравнения Максвелла для компонент электрического и магнитного полей волны также были записаны в гауссовой системе. Расчеты выполнены для второй гармоники ионной циклотронной частоты дейтерия ($l = 2$). Видно, что для дейтериевой плазмы компонента E^+ имеет ненулевую величину внутри плазмы, в отличие от водородной плазмы.

На рис. 6 приведено сравнение радиальных распределений амплитуд компонент E^+ БМЗ-волн для фундаментальной гармоники ионного циклотронного резонанса в водородной плазме и для второй гармоники в дейтериевой плазме, рассчитанных для одинаковых параметров плазмы с использованием разработанного кода, обсуждаемого в данной статье. Заметим, что в водородной плазме компонента E^+ волны с частотой, равной

фундаментальной гармонике ионного циклотронного резонанса, в области внутри сепаратрисы близка к нулю. Расчеты подтверждают известный факт, что БМЗ-волна с частотой, равной фундаментальной гармонике ионного циклотронного резонанса, плохо поглощается в плазме. Это связано с изменением поляризации БМЗ-волны при приближении ее частоты ω к ионной циклотронной частоте. Левополяризованная компонента электрического поля волны E^+ , которая вращается в ту же сторону, что и ионы, в условиях резонанса становится малой [16]:

$$\left| \frac{E^+}{E} \right| \sim k_{\parallel} V_{Ti} / \omega \ll 1,$$

где k_{\parallel} – продольное волновое число, V_{Ti} – тепловая скорость ионов. В дейтериевой плазме компонента E^+ волны на второй гармонике ионного циклотронного резонанса имеет достаточно большую величину и внутри плазмы. Это создает возможность поглощения БМЗ-волны на второй гармонике ионного циклотронного резонанса дейтерия в дейтериевой плазме в условиях высоких ионных температур.

Рис. 7. Мощность, поглощаемая ионами (1) и электронами (2), при распространении БМЗ-волны через плазму.

С использованием формул (8) и (9) были рассчитаны мощности, поглощаемые электронами и ионами плазмы, при распространении БМЗ-волны в плазме. Результаты расчета, выполненные при параметрах плазмы стелларатора Л-2М, приведены на рис. 7. Расчеты показали, что 79% энергии волны поглощается ионами дейтерия, а 21% – электронами. Отсюда следует, что использовать БМЗ-волну на второй гармонике ионной циклотронной частоты для генерации токов увлечения в чисто дейтериевой плазме не представляется эффективным, поскольку основная часть мощности волны поглощается ионами плазмы. В то же время, если использовать для генерации токов увлечения более высокие гармоники ионной циклотронной частоты, то мощность, поглощаемая ионами, будет уменьшаться в $(k_{\perp}^2 v_{Ti}^2 / 2\omega_{ci}^2)^{l-1}$ раз в соответствии с формулой (9), где l – номер гармоники частоты ионного циклотронного резонанса. При этом мощность, поглощаемая электронами, будет возрастать в $(\omega^2 / k_{\parallel} v_{Te})$ раз в соответствии с формулой (8). В экспериментах на токамаке DIII-D [11] для генерации токов увлечения БМЗ-волнами использовались четвертая и пятая гармоники ионной циклотронной частоты дейтерия (метод FWCD). Таким образом, в этих экспериментах удалось создать условия для поглощения БМЗ-волны электронами и продемонстрировать генерацию токов увлечения методом FWCD, но эффективность генерации токов увлечения в чисто дейтериевой плазме оказалась невысока. Возможно, эффективность генерации токов увлечения можно было бы увеличить, используя малую добавку атомов водорода и перейдя к методу конверсии мод (MCCD).

Рис. 7. Мощность, поглощаемая ионами (1) и электронами (2), при распространении БМЗ-волны через плазму.

4. ВЫВОДЫ

Разработан код для расчета распространения и поглощения БМЗ-волн, возбуждаемых в плазме установок УТС. С помощью этого кода проведено моделирование распространения и поглощения БМЗ-волн в плазме стелларатора Л-2М.

Проведенное моделирование показало, что БМЗ-волны с продольными волновыми числами $k_{\parallel} < 10$ и азимутальными волновыми числами $m = 1, 2, 3$ могут распространяться в дейтериевой плазме в стеллараторе Л-2М в условиях, характерных для режима омического нагрева. Увеличение магнитного поля установки B/B_{ci} от 0.7 до 1.0 позволяет возбуждать БМЗ-волны с меньшими продольными волновыми числами k_{\parallel} .

Для дейтериевой плазмы получены радиальные распределения компонент поля БМЗ-волны E^+ и B_z , которые отвечают за поглощение БМЗ-волны ионами и электронами плазмы. Также были рассчитаны мощности, поглощаемые электронами и ионами плазмы, при распространении БМЗ-волны в плазме. Расчеты показали, что в дейтериевой плазме (в отличие от водородной) компонента E^+ волны на второй гармонике ионного циклотронного резонанса имеет достаточно большую величину и внутри плазмы. Это создает возможность поглощения БМЗ-волны на второй гармонике ионного циклотронного резонанса дейтерия в дейтериевой плазме в условиях высоких ионных температур. Поэтому в дейтериевой плазме основная доля БМЗ-волны будет поглощаться ионами, а не электронами. Отсюда следует, что эффективность генерации токов увлечения в дейтериевой плазме с помощью БМЗ-волны на второй гармонике ионной циклотронной частоты будет низкой. Для повышения эффективности генерации токов увлечения нужно либо использовать более высокие гармоники ионной циклотронной частоты, либо искать альтернативные механизмы поглощения БМЗ-волны электронами. Таким механизмом может быть использование конверсии БМЗ-волны в медленные волны с их последующим поглощением электронами за счет механизма затухания Ландау.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания FFWF-2025-0002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Naito O. and the JT-60 Team.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1993. V. 35. P. B215. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/35/SB/017>

2. *B. Lloyd et al.* // IAEA Technical Committee Meeting on Non-inductive Current Drive in Tokamaks. Culham, 1983, Culham Lab. Report CLM-CD 1983.
3. *Alikaev V.V., Bagdasarov A.A., Borshegovskij A.A. et al.* // Nucl. Fusion. 1995. V. 35. P. 369.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/35/4/I01>
4. *Petty C.C., Prater R., Lohr J. et al.* // Nucl. Fusion. 2002. V. 42. P. 1366.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/42/12/303>
5. *Suzuki T., Ide S., Hamamatsu K., Isayama A., Fujita T., Petty C.C., Ikeda Y., Kajiwara K., Naito O., Seki M., Moriyama S., Hatae T., Kondoh T. and the JT-60 Team.* // Nucl. Fusion. 2004. V. 44. P. 699. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/44/7/002>
6. *Ushigusa K.* Report №. JAERI 1339. Japan Atomic Energy Research Institute, Tokyo, 1999.
7. *Параул В.В.* Высокочастотный нагрев плазмы. Горький: ИПФ РАН, 1983. С. 253.
8. *Bobkov V., Aguiam D., Baruzzo M. et al.* // Nucl. Mater. Energy. 2017. V. 12. P. 1194.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2016.10.026>
9. *Monier-Garbet P., Hoang G.T., Aniel T., Bourdelle C., Budny R.V., Garbet X., Grisolia C., Mattioli M., Messiaen A., Ongena J., Platz P., Unterberg B., Vallet J.C.* // 25th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Praha, 1998. ECA. V. 22C. P. 297.
10. *Batyuk V.A., Grebenshchikov S.E., Meshcheryakov A.I. et al.* // Proceedings of the 3rd Varenna-Grenoble International Symposium, Grenoble, 1982. V. 1. P. 273.
<https://doi.org/10.1016/B978-1-4832-8428-6.50035-7>
11. *Petty C.C., Baity F.W., de Grassie J.S. et al.* // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 1421.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/39/10/305>
12. *Yin L., Yang C., Gong X.Y., Lu X.Q., Du D., Chen Y.* // Phys. Plasma. 2017. V. 24. P. 102502.
<https://doi.org/10.1063/1.5002137>
13. *Yin L., Yang C., Gong X.Y. et al.* // AIP Adv. 2018. V. 8. P. 055315.
<https://doi.org/10.1063/1.5018661>
14. *Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.* Основы электродинамики плазмы. Москва: Высшая школа, 1988.
15. *Sharer J.E., McVey B.D., Mau T.K.* // Nucl. Fusion. 1977. V. 17. P. 297.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/17/2/013>
16. *Голант В.Е.* // ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 2492.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1.** Профили параметров плазмы, использованные при проведении моделирования: 1 — электронная температура, 2 — плотность плазмы, 3 — ионная температура. Радиус сепаратрисы 0.115.
- Рис. 2.** Зависимости продольного волнового числа от плотности плазмы при различных азимутальных волновых числах $m = 1, 2, 3$.
- Рис. 3.** Зависимости продольного волнового числа от плотности плазмы при различных тороидальных магнитных полях B/B_{ci} : 1 – 0.7, 2 – 0.8, 3 – 0.9, 4 – 1.0.
- Рис. 4.** Спектр мод, возбуждаемых дипольной антенной: **а** – волновые числа тороидальных мод, **б** – волновые числа азимутальных мод. Цветом обозначены результаты для различных фазировок витков антенны: синий и розовый соответствуют напряжению, подаваемому на витки антенны в фазе и противофазе.
- Рис. 5.** Профили компонент поля БМЗ-волны, распространяющейся в цилиндрической плазме: 1 – азимутальная компонента электрического поля E_φ , 2 – продольная компонента магнитного поля B_z , 3 – левополяризованная компонента электрического поля волны E^+ . Радиус сепаратрисы 0.115 м.
- Рис. 6.** Компонента электрического поля E^+ , рассчитанная для водородной плазмы (первая гармоника ИЦ-частоты) (1) и дейтериевой плазмы (вторая гармоника ИЦ-частоты) (2). Радиус сепаратрисы 0.115 м
- Рис. 7.** Мощность, поглощаемая ионами (1) и электронами (2), при распространении БМЗ-волны через плазму. Радиус сепаратрисы 0.115 м.

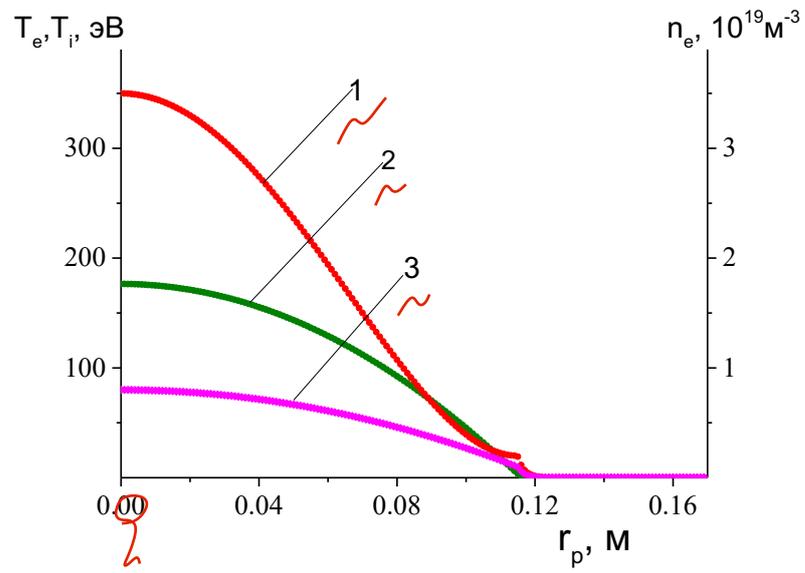


Рис. 1.

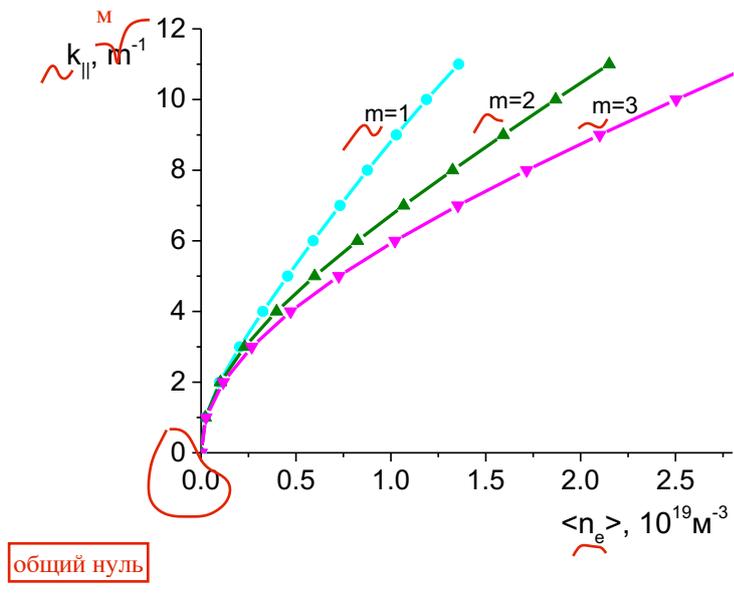


Рис. 2.

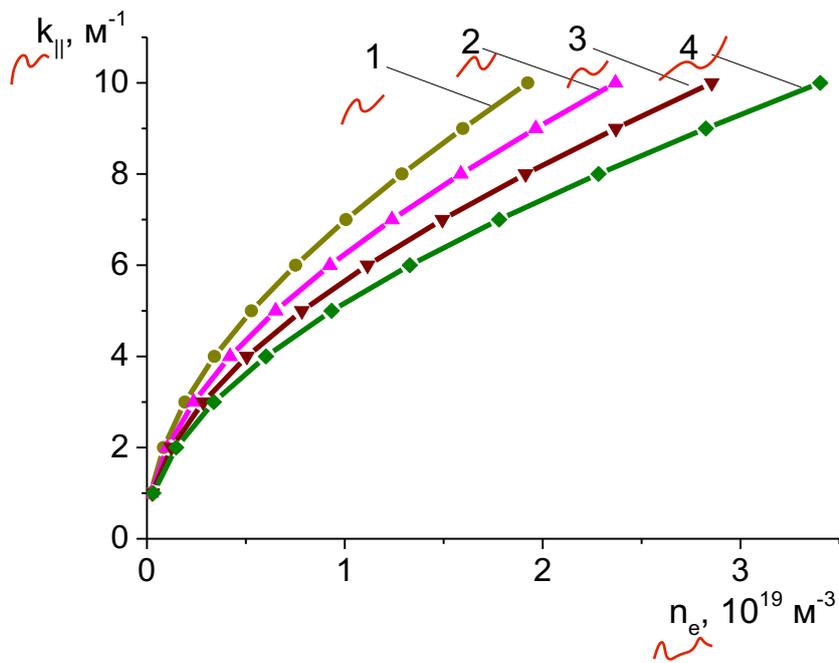
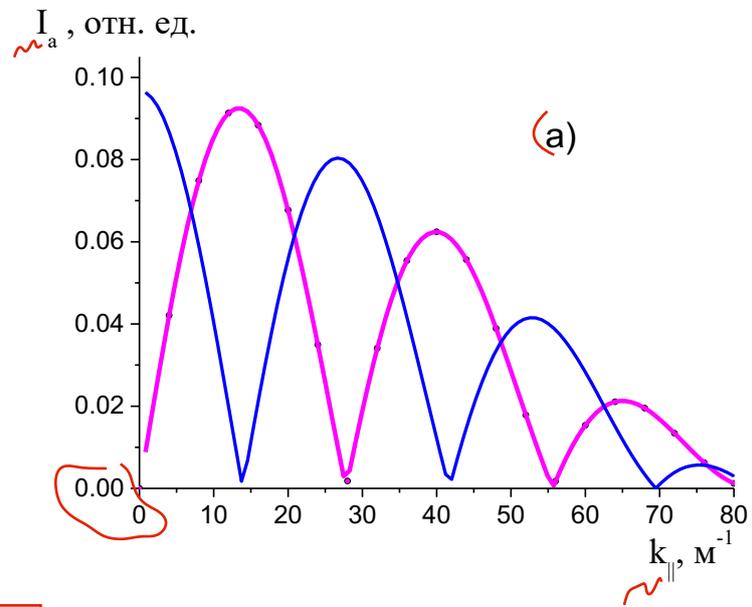


Рис. 3.



один общий нуль

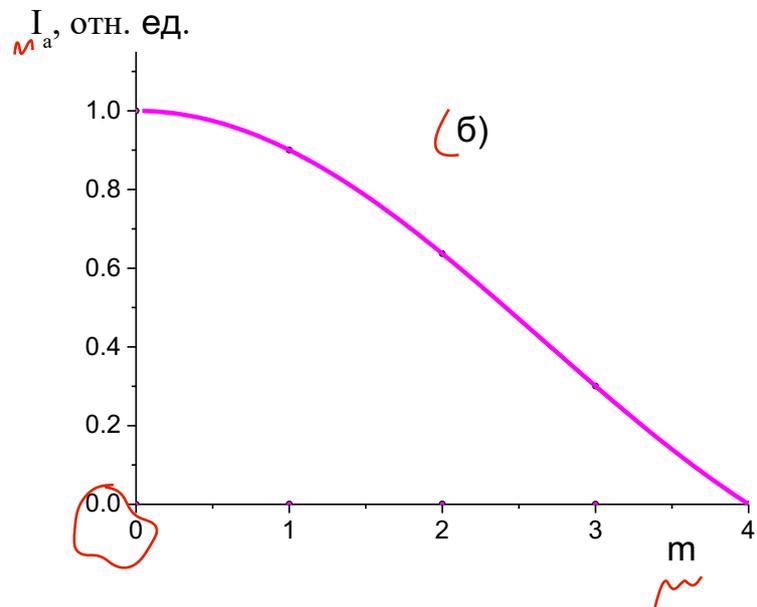


Рис. 4.

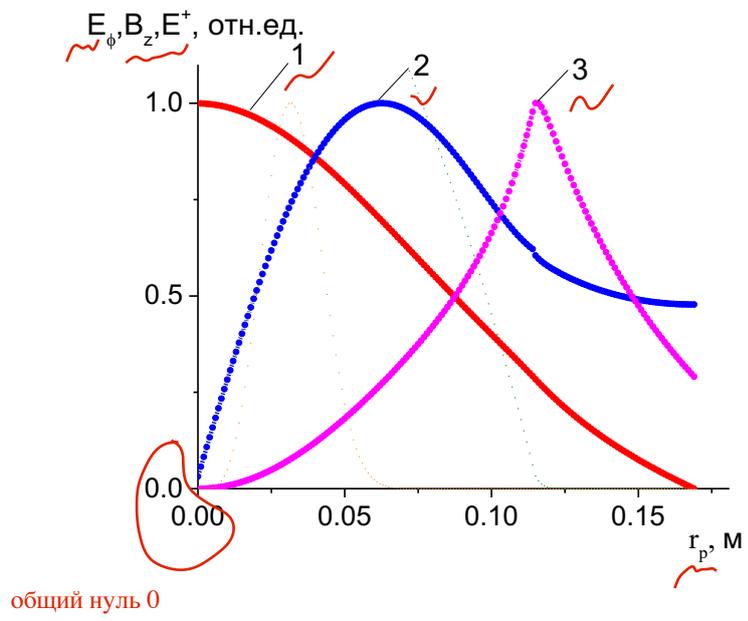


Рис. 5.

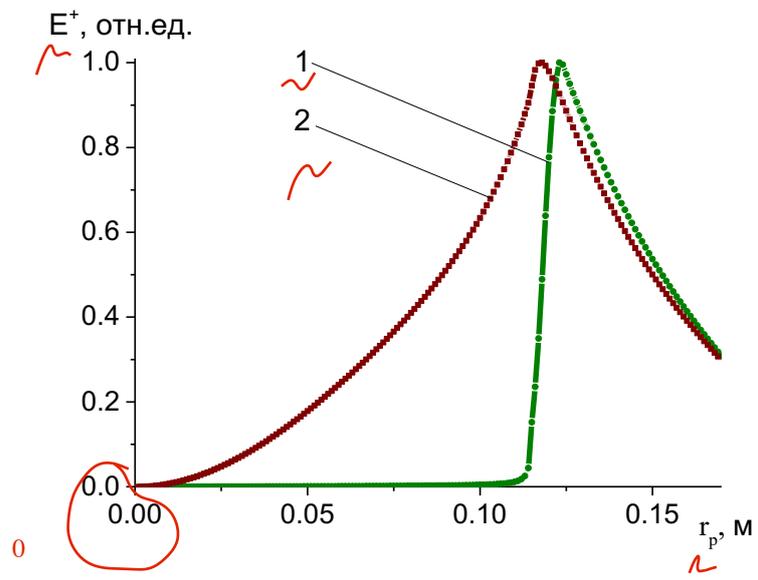


Рис. 6.

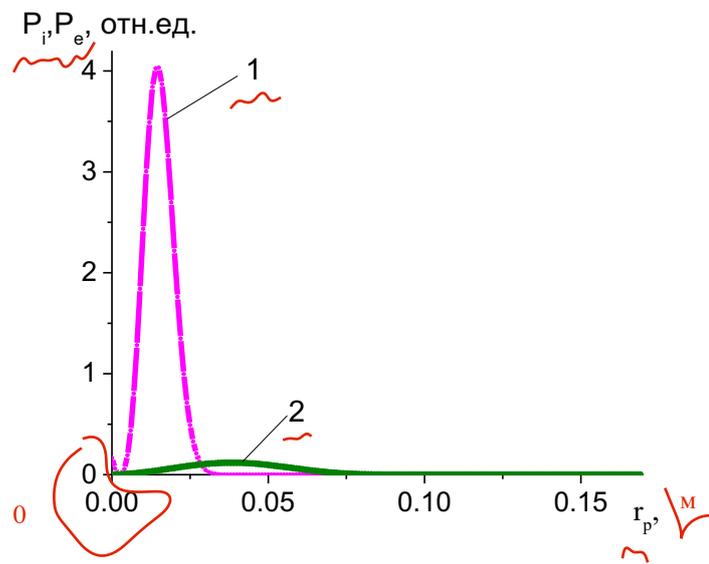


Рис. 7.