

УДК 533.9.082.5

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ИНТЕРПРЕТАЦИЮ ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕНИ ЗАДЕРЖКИ ЗОНДИРУЮЩЕЙ ВОЛНЫ В РЕФРАКТОМЕТРИИ ИТЭР

© 2021 г. К. Ю. Афонин^{a, b, c, *}, В. Г. Петров^{a, c}^a ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия^b Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия^c Автономная некоммерческая организация координационный центр “Управляемый термоядерный синтез – международные проекты”, Москва, Россия

*e-mail: kirill.afonin@phystech.edu

Поступила в редакцию 24.07.2020 г.

После доработки 18.11.2020 г.

Принята к публикации 30.11.2020 г.

При измерениях средней электронной плотности плазмы методами рефрактометрии в современных и строящихся крупных токамаках, например в ИТЭР, появляется необходимость исследовать влияние различных эффектов на точность измерений. В данной работе приводятся результаты исследования влияния высокотемпературных эффектов на интерпретацию измерений времени задержки зондирующего СВЧ-сигнала в рефрактометрии ИТЭР. Получены критерии применимости различных моделей плазмы (“холодная” плазма, модифицированная модель “холодной” плазмы, “горячая плазма”) для расчета показателя преломления плазмы и интерпретации измеренного времени задержки плазмы в рефрактометрии ИТЭР. Вторая статья, основанная на результатах, полученных в этой статье, будет посвящена вопросам влияния высокотемпературных эффектов на точность определения средней плотности в рефрактометрии.

Ключевые слова: высокотемпературные эффекты в плазме, показатель преломления, рефрактометрия плазмы

DOI: 10.31857/S0367292121040016

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Описание диагностики

Одна из диагностик, планируемых в токамаке ИТЭР для измерения средней электронной плотности – рефрактометр, в котором для зондирования плазмы используется микроволновое излучение на необыкновенной волне с несущей частотой в диапазоне 40–90 ГГц – между нижней и верхней частотами отсечки и ниже циклотронных частот в ИТЭР [1]. Измерения набега фазы с помощью рефрактометра будут использоваться для определения времени задержки сигнала, и, соответственно, для определения среднечордовой электронной плотности плазмы, путем проведения одновременных измерений на разных несущих частотах. Изменение фазы волны, прошедшей через плазму, определяется изменением оптического пути зондирующей волны, т.е. в конечном счете, показателем преломления плазмы.

Обычно при расчетах показателя преломления плазмы в токамаках полагают, что частота столк-

новений частиц в плазме много меньше зондирующей частоты и температурой электронов можно пренебречь (модель холодной и бесстолкновительной плазмы [2]). В этой модели поглощение волны в плазме и температурные эффекты отсутствуют. При расчетах коэффициента преломления плазмы в современных крупных установках, где температура электронов достигает 10 кэВ и выше, в частности, для расчетов положения отражающего слоя в рефрактометрии плазмы применяется также так называемая модифицированная модель холодной плазмы Маззукато [3], в которой высокотемпературные эффекты учитываются путем введения “эффективной массы” электронов, а поглощение в плазме также отсутствует. В работе [3] было показано, что модифицированная модель холодной плазмы позволяет адекватно рассчитывать показатель преломления плазмы при электронных температурах до 15 кэВ. Однако электронная температура в плазме ИТЭР будет достигать 20 кэВ и выше, что делает необходимым исследование систематической погрешно-

сти, вносимой при использовании модифицированной модели холодной плазмы при расчетах показателя преломления плазмы и определении средней плотности плазмы в рефрактометрии плазмы. В работе проведено сравнение результатов расчетов коэффициента преломления плазмы в модели холодной плазмы и для релятивистской плазмы (с использованием уравнения Шкаровского из [4]). Результаты расчетов применены для оценки погрешности, вносимой в интерпретацию измеренного времени задержки сигнала в ИТЭР рефрактометром при неучете высокотемпературных эффектов. Оценки проведены для сценария плазмы ИТЭР с током 15 МА.

1.2. Новизна работы

В рамках данной работы исследовалось влияние высокотемпературных эффектов на интерпретацию измеренных времен задержки в рефрактометрии плазмы ИТЭР. Как известно, в рефрактометрии зондирование плазмы проводится в области прозрачности плазмы, “на просвет” и выполняются интегральные по хорде зондирования измерения времени задержки. В предыдущих работах на смежную тему [5, 6] рассматривались или влияние на определение профиля электронной концентрации в рефрактометрии (локальные измерения на отражение), или поправки к диэлектрическому тензору плазмы (в области электронно-циклотронных частот), и не рассматривались интегральные диагностики, такие как рефрактометрия, которая в данном случае использует диапазон частот в окне прозрачности плазмы на X-волне, выше нижней частоты отсечки на X-волне и ниже частот электронно-циклотронного резонанса.

2. ТЕОРИЯ

2.1. Принцип работы рефрактометра

Рефрактометрия основана на измерении времени задержки микроволнового сигнала, прошедшего через плазму. Время задержки сигнала в плазме позволяет получить информацию о форме профиля плотности плазмы и определить среднюю плотность плазмы.

Существуют два возможных режима распространения электромагнитной волны в намагниченной плазме поперек магнитного поля: обыкновенная волна (электрическое поле излучения параллельно магнитному полю в плазме) и необыкновенная волна (электрическое поле излучения перпендикулярно магнитному полю в плазме). Диэлектрическая проницаемость обыкновенной волны не зависит от магнитного поля, и проникновение излучения вглубь плазмы возможно, только если частота зондирующего излу-

чения выше плазменной частоты (она же частота отсечки)

$$f_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m_e}},$$

где n_e – электронная плотность плазмы, e , m_e – заряд и масса электрона соответственно, ϵ_0 – диэлектрическая константа. В случае необыкновенной волны частот отсечки две, и они зависят как от плотности плазмы, так и от магнитного поля в плазме. Частоты отсечки для необыкновенной волны выражаются в виде

$$f_{xu} = \sqrt{f_p^2 + \frac{f_c^2}{4} + \frac{f_c}{2}},$$

$$f_{xl} = \sqrt{f_p^2 + \frac{f_c^2}{4} - \frac{f_c}{2}}, \quad f_c = \frac{eB}{2\pi m_e},$$

где f_{xu} и f_{xl} – верхняя и нижняя частоты отсечки необыкновенной волны соответственно, f_c – электронная циклотронная частота [2].

В пределе высоких зондирующих частот ($f \gg f_p$ для обыкновенной волны и $f \gg f_p, f_c$ для необыкновенной волны) время задержки сигнала прямо пропорционально средней плотности плазмы вдоль хорды зондирования:

$$\tau_{gr} = \frac{d\Phi(\omega)}{d\omega} \approx k \frac{1}{f^2} \int_l n(z) dz,$$

где $\Phi(\omega)$ – фаза зондирующего сигнала, $\omega = 2\pi f$, $l = 2a$ для однопроходного зондирования в экваториальной плоскости, a – радиус плазмы, k – константа пропорциональности. В этом случае среднечордовая плотность плазмы может быть найдена из измерений времени задержки сигнала на одной зондирующей частоте. Однако в условиях ИТЭР, при зондировании в окне прозрачности плазмы на необыкновенной волне, условие $f \gg f_p, f_c$ не выполняется, что приводит к необходимости измерения времени задержки одновременно на нескольких частотах f_i в окне прозрачности плазмы ИТЭР. Анализ полученного набора измеренных времен задержек $\tau_i(f_i)$ позволяет в этом случае определить среднюю плотность плазмы при условии выбора модели распределения электронной плотности плазмы, например, квазипараболическая модель в пространственных координатах или аппроксимация профиля плотности в координатах потока магнитного поля [7].

В принципе, в рефрактометрии возможно использование как обыкновенной, так и необыкновенной волны для зондирования плазмы при наличии окна прозрачности плазмы вдоль хорды зондирования. В условиях ИТЭР доступные ча-

стоты в режиме необыкновенной волны находятся, как уже отмечалось, между частотами отсечки для необыкновенной волны и ниже циклотронной частоты поглощения. Окно прозрачности зависит от плотности плазмы и магнитного поля и для рассматриваемого сценария ИТЭР (15 МА, Н-режим) находится в диапазоне 50–100 ГГц (рис. 1). Измерения в режиме обыкновенной волны возможны только в терагерцовом диапазоне из-за сильного поглощения зондирующего излучения [8].

2.2. Описание диагностики в ИТЭР

Для определения среднечордовой плотности плазмы в рефрактометрии используется измерение времени задержки микроволнового сигнала, прошедшего через плазму. Для измерения времени задержки используется зондирующий сигнал с амплитудной модуляцией (АМ) с частотой $f_{mod} \sim 30$ МГц, после чего измеряется сдвиг фазы между опорным и зондирующим сигналами на частоте амплитудной модуляции. Это позволяет сделать измерения фазы однозначными, поскольку частота АМ выбрана таким образом, чтобы изменение фазы зондирующего сигнала в плазме было в пределах 2π . В условиях ИТЭР (сильное ослабление сигнала в длинных волноводных линиях и в плазме), подобный метод определения времени задержки (через измерения фазы на частоте АМ) является более предпочтительным, чем прямое измерение времени задержки микроволнового импульса в плазме (импульсный рефрактометр), поскольку позволяет значительно увеличить соотношение сигнал/шум за счет применения узкополосного фильтра на частоте модуляции. С этой же целью, предполагается применение гетеродинных приемников излучения.

Для зондирования плазмы используются микроволновые генераторы с частотами в диапазонах U (40–60 ГГц) и E (60–90 ГГц). Зондирующий сигнал модулируется по амплитуде, объединяется в один волноводный тракт и излучается передающей антенной на стороне слабого магнитного поля (от внешней стенки токамака). После приема со стороны сильного магнитного поля сигнал разделяется на одномодовые волноводы и фильтруется на промежуточной частоте ~ 0.8 ГГц. В ходе дальнейшей программной обработки сигналов, определяется разность фаз между опорным и зондирующим сигналами на частоте АМ.

Как было указано выше, в условиях ИТЭР рефрактометр работает на частотах, сравнимых с частотами отсечки, при которых отношение времени задержки сигнала и среднечордовой плотности плазмы зависит от формы профиля плотности плазмы. В этом случае используется за-

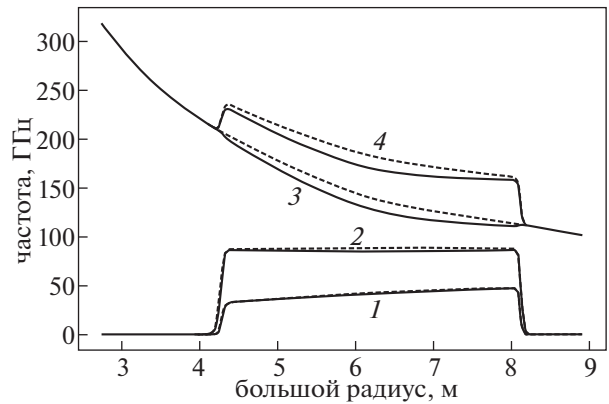


Рис. 1. Профили характеристических частот в рассматриваемом сценарии плазмы. Штриховой линией обозначены частоты в модели холодной плазмы, сплошной — в модифицированной модели: 1, 4 — нижняя и верхняя частоты отсечки необыкновенной волны, 2 — плазменная частота, 3 — циклотронная частота.

висимость времени задержки τ_i от частоты зондирования f_i и от формы профиля плотности. Алгоритм основан на предположении о квазипараболической форме профиля плотности плазмы: $n(r, N_0, \alpha) = N_0(1 - (r/a)^2)^\alpha$ и минимизации функционала $\Phi = |\tau_1 - \tau_{ic}| + \dots + |\tau_k - \tau_{kc}|$, где $\tau_{ic} = \tau_{ic}(N_0, \alpha)$ — время задержки, рассчитанное для сигнала с частотой f_i , зондирующего плазму, распределение электронной плотности в которой описывается параметрами N_0, α [7]. Пример зависимости времени задержки зондирующего сигнала от частоты зондирования для различных значений параметра α и фиксированного параметра $N_0 = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ показан на рис. 2. Поэтому анализ высокотемпературных эффектов на измерения в рефрактометрии необходимо проводить для всего частотного диапазона рефрактометра 40–90 ГГц (зависит от рассматриваемого сценария плазмы ИТЭР). Исследование проводилось на предмет влияния высокотемпературных эффектов на интерпретацию измеренных времен задержки сигналов, что является первым этапом в описанном выше алгоритме по определению плотности плазмы в рефрактометрии.

2.3. Описание моделей плазмы для расчета показателя преломления плазмы

Рассмотрим далее практически интересный для рефрактометрии случай распространения волн поперек магнитного поля в области прозрачности плазмы, т.е. когда поглощением волны в плазме можно пренебречь.

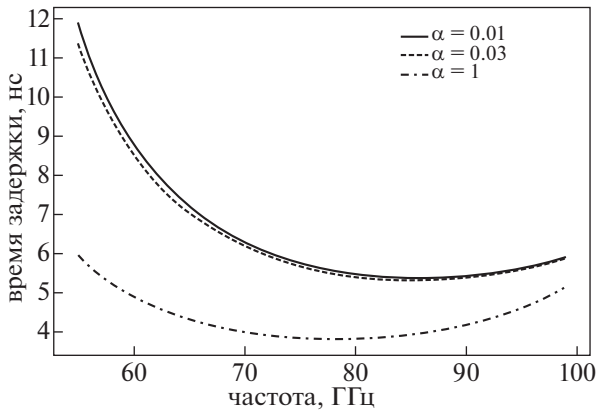


Рис. 2. Зависимость времени задержки сигнала от частоты зондирующего излучения при различных значениях параметра для параболического профиля плазмы.

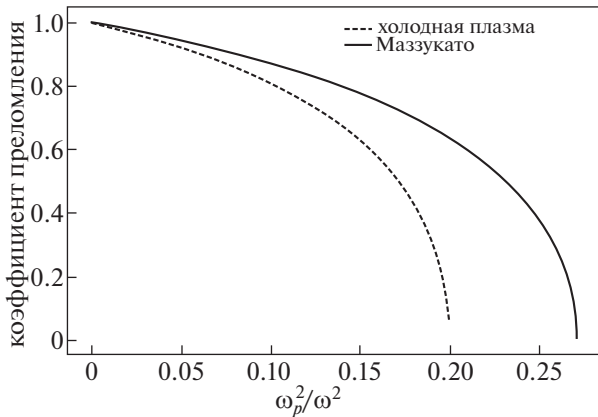


Рис. 3. Зависимость показателя преломления от $(\omega_p/\omega)^2$, $T_e = 15$ кэВ, $\omega_c/\omega = 0.8$.

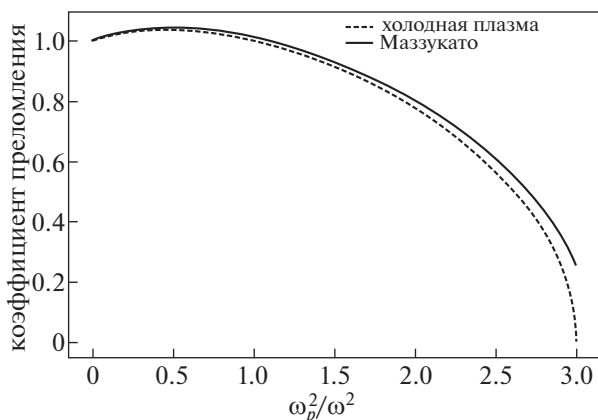


Рис. 4. Зависимость показателя преломления от $(\omega_p/\omega)^2$, $T_e = 21.7$ кэВ, $\omega_c/\omega = 2$.

Модель холодной плазмы, используемая в случаях, когда тепловым движением электронов можно пренебречь, не содержит в себе температуры плазмы. Показатель преломления для необыкновенной моды излучения в этом случае $n_{cold} = \sqrt{(\epsilon_{11}^2 + \epsilon_{12}^2)/\epsilon_{11}}$, где $\epsilon_{11,12}$ – элементы диэлектрического тензора плазмы: $\epsilon_{11} = 1 - \omega_p^2/(\omega^2 - \omega_c^2)$, $\epsilon_{12} = i\omega_p^2\omega_c/[\omega(\omega^2 - \omega_c^2)]$, $\omega_p = \sqrt{N_e e^2/\epsilon_0 m_e}$ – плазменная частота для плазмы с электронной плотностью N_e , $\omega_c = eB/m_e$ – циклотронная частота электронов в поле B [9].

В модифицированной модели холодной плазмы Маззукато используются те же формулы, что и в модели холодной плазмы, однако вместо m_e вводится эффективная масса m_{mazz} электрона $m_{mazz} = m_e (1 + 5/\mu)^{0.5}$, $\mu = m_e c^2/T_e \gg 1$, что с некоторой точностью позволяет учитывать высокотемпературные эффекты [3]. Графики зависимостей показателя преломления от отношения частот ω_p^2/ω^2 при различных отношениях ω_c/ω представлены на рис. 3 и 4; первый график соответствует условиям анализа, проведенного Маззукато ($T_e = 15$ кэВ), второй же приближен к условиям токамака ИТЭР ($T_e = 21.7$ кэВ). Здесь и далее электронная температура указывается в энергетических единицах.

Описывая модифицированную модель, Маззукато проводит исследование модели для электронных температур $T_e \leq 15$ кэВ, в то время как температура в токамаке ИТЭР будет превышать 20 кэВ. Таким образом, необходимо провести исследования модели при более высоких температурах, проводя сравнения с более точной моделью. В данной работе в качестве такой модели выступает слаборелятивистская модель из работы [4] для случая $T_e \ll m_e c^2$, $\lambda < 1$, где $\lambda = (k_{\perp} v_T/\omega_c)^2$. Предполагая распространение зондирующего излучения перпендикулярным магнитным линиям, можем представить λ в виде

$$\lambda = \frac{T_e}{m_e c^2} \left(\frac{n\omega}{\omega_c} \right)^2.$$

Элементы диэлектрического тензора в этом случае имеют вид [4, формулы 47 и 49]

$$\begin{aligned} \epsilon_{11} = & 1 - \frac{\mu\omega_p^2}{2\omega^2} \left(\mathcal{F}_{5/2} - \lambda \mathcal{F}_{7/2} + \right. \\ & \left. + \frac{5}{8} \lambda^2 \mathcal{F}_{9/2} - \frac{7}{24} \lambda^3 \mathcal{F}_{11/2} \right)_{(N=1)+(N=-1)} - \\ & - \frac{\mu\omega_p^2}{2\omega^2} \lambda \left(\mathcal{F}_{7/2} - \lambda \mathcal{F}_{9/2} + \frac{7}{12} \lambda^2 \mathcal{F}_{11/2} \right)_{(N=2)+(N=-2)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{12} = & -i \left(\frac{\mu \omega_p^2}{2\omega^2} \right) \left(\mathcal{F}_{5/2} - 2\lambda \mathcal{F}_{7/2} + \right. \\ & \left. + \left(\frac{15}{8} \lambda^2 \mathcal{F}_{9/2} - \frac{7}{6} \lambda^3 \mathcal{F}_{11/2} \right)_{(N=1)-(N=-1)} - i \left(\frac{\mu \omega_p^2 \lambda}{2\omega^2} \right) \times \right. \\ & \left. \times \left(\mathcal{F}_{7/2} - \frac{3}{2} \lambda \mathcal{F}_{9/2} + \frac{7}{6} \lambda^2 \mathcal{F}_{11/2} \right)_{(N=2)-(N=-2)}, \right. \\ \mathcal{F}_{1/2} = & -\frac{Z(-\varphi)}{\varphi}, \quad \mathcal{F}_{3/2} = -\frac{dZ(-\varphi)}{d\varphi}, \\ \mathcal{F}_q = & \left(1 + \varphi^2 \mathcal{F}_{q-1} \right) \frac{1}{q-1}, \\ \varphi = & \begin{cases} (-\mu\delta)^{0.5}, & \delta < 0, \\ -i(\mu\delta)^{0.5}, & \delta \geq 0, \end{cases} \\ \delta = & 1 - \frac{N\omega_c}{\omega}, \\ \mu = & \frac{c^2}{v_i^2} = \frac{m_e c^2}{T_e} \gg 1, \end{aligned}$$

где $Z(\xi) = \pi^{0.5} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{t - \xi} dt$ – плазменная дисперсионная функция. Выражения для \mathcal{F} получены в предположении распространения зондирующего излучения перпендикулярно магнитному полю [10].

Система координат ориентирована таким образом, что ось z направлена вдоль магнитного поля, волновой вектор \mathbf{k} лежит в плоскости $x-z$.

В рамках данного исследования не учитывались недиагональные компоненты диэлектрического тензора $\epsilon_{13}, \epsilon_{23}$ [4, формулы 50, 51], поскольку продольная компонента магнитного поля (вдоль линии зондирования) мала по сравнению с поперечной компонентой. Для проверки этого утверждения был использован сценарий разряда ИТЭР в случае полного магнитного поля $B = 5.3$ Т и, с учетом геометрии расположения элементов диагностики, модуль продольного поля не превысил 0.1 Т. Таким образом, полагая $n \sim 1$, получим соотношение элементов диэлектрического тензора

$$\frac{\epsilon_{13,23}}{\epsilon_{12}} \leq \frac{c^2 k_{\perp} k_{\parallel}}{\omega^2} = \frac{k_{\perp} k_{\parallel} n^2}{k^2} \sim \frac{k_{\perp} k_{\parallel}}{k k} = \frac{B_{\perp} B_{\parallel}}{B B}$$

(в силу определения $k_{\perp, \parallel}$). Следовательно,

$$\frac{\epsilon_{13,23}}{\epsilon_{12}} \sim \frac{B_{\parallel} B_{\perp}}{B^2} \approx 0.018.$$

При непосредственных измерениях плотности плазмы методами рефрактометрии в рамках ИТЭР может понадобиться учесть указанные вы-

ше элементы диэлектрического тензора. Однако целью данной работы является исследование величины погрешности, вносимой отсутствием учета высокотемпературных эффектов, и этот вопрос выходит за рамки данной работы.

3. РАСЧЕТЫ

Поскольку значения элементов диэлектрического тензора зависят от волнового числа k , зависящего, в свою очередь, от частоты излучения и показателя преломления, расчеты проводились рекуррентным образом. В нулевом приближении предполагается, что показатель преломления n_0 равен единице, тогда волновое число $k_0 = \omega/c$, затем $n_j = n(k_{j-1})$, где $k_{j-1} = \omega n_{j-1}/c$. Расчеты проводятся до сходимости с относительной точностью $\delta n/n = |n_j - n_{j-1}|/n_j \leq 10^{-6}$.

Для проведенного анализа был использован расчетный сценарий разряда в токамаке ИТЭР со следующими параметрами: выделяемая термоядерная мощность 500 МВт, ток плазмы 15 МА, электронная плотность плазмы в центре $\sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$, электронная температура в центре достигает 21.7 кэВ. Исследуемые зондирующие частоты находятся в пределах от 55 до 90 ГГц (в окне прозрачности плазмы). Профили плотности плазмы и электронной температуры в экваториальной плоскости изображены на рис. 5 и 6 соответственно. Полученные профили показателя преломления плазмы для зондирующего излучения с частотой 70 ГГц представлены на рис. 7.

График для λ/n^2 представлен на рис. 8. Из этих рисунков можно сделать вывод, что критерии применимости слаборелятивистской модели ($T_e \ll m_e c^2 = 510$ кэВ, $\lambda < 1$) для данного сценария в ИТЭР выполняются.

Воспользовавшись различными моделями для расчета показателя преломления плазмы, построим зависимость времени задержки сигнала $\tau(f)$ при прохождении через центр плазмы от зондирующей частоты f (рис. 9).

Заметим, что на всем диапазоне рассматриваемых частот результаты расчетов, основанных на модифицированной модели холодной плазмы, ближе к результатам, полученным на основании уравнения Шкаровского, чем время задержки сигнала в рамках модели холодной плазмы, что и ожидалось. Также из рис. 9 видно, что расхождение между результатами расчетов по модифицированной модели холодной плазмы и по уравнению Шкаровского больше всего в районе более высоких частот.

Для расчета систематической погрешности, вызванной применением модифицированной модели холодной плазмы, было сделано следую-

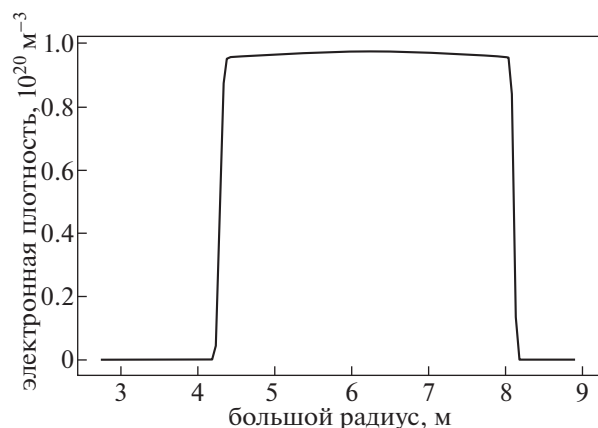


Рис. 5. Профиль электронной плотности плазмы рассматриваемого сценария.

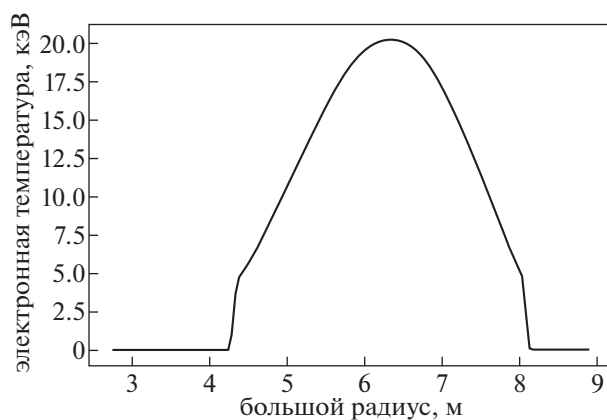


Рис. 6. Профиль электронной температуры плазмы рассматриваемого сценария.

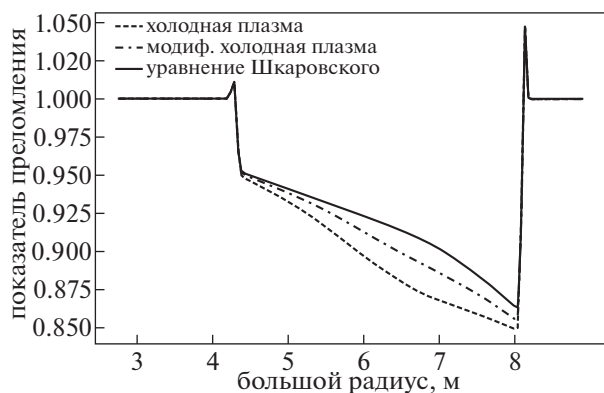


Рис. 7. Профили показателей преломления плазмы для различных моделей плазмы с частотой зондирования 70 ГГц.

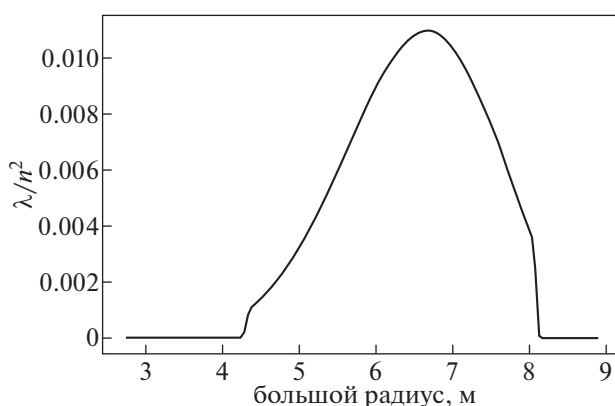


Рис. 8. Зависимость λ/n^2 в рассматриваемом сценарии.

шее: для каждой исследованной частоты зондирования f подбирался поправочный коэффициент $h(f)$ так, чтобы время задержки, полученное с применением модифицированной модели холодной плазмы и нового профиля плотности плазмы, полученного умножением исходного профиля на поправочный коэффициент, совпало со временем задержки при заданном распределении плотности плазмы и применении уравнения Шкаровского. Таким образом, была сымитирована систематическая погрешность при определении среднечастотной плотности плазмы из измеренного в эксперименте времени задержки. Результаты расчета относительной погрешности в измерении средней плотности плазмы для различных частот зондирования представлены на рис. 10. Таким же образом был произведен анализ зависимости относительной погрешности при применении модифицированной модели холодной плазмы от электронной температуры плазмы; форма

профиля температуры плазмы также оставалась неизменной (рис. 11).

Видно, что почти на всем диапазоне анализированных частот ошибка измерения среднечастотной плотности плазмы намного больше одного процента, достигая 20% вблизи 90 ГГц, в то время как по требованиям ИТЭР, точность измерения средней плотности должна быть не хуже 1%. Заметим, что относительная ошибка определения средней плотности зависит от формы профиля плотности плазмы, от средней плотности и от величины магнитного поля и будет меняться при изменении плотности плазмы в течение разряда. Таким образом, скомпенсировать ошибку измерения подбором подходящей частоты невозможно. Зависимость ошибки измерения при увеличенном и уменьшенном значении суммарного магнитного поля в плазме представлена на рис. 12 и 13 соответственно. Также из проведенного анализа следует, что использование модифициро-

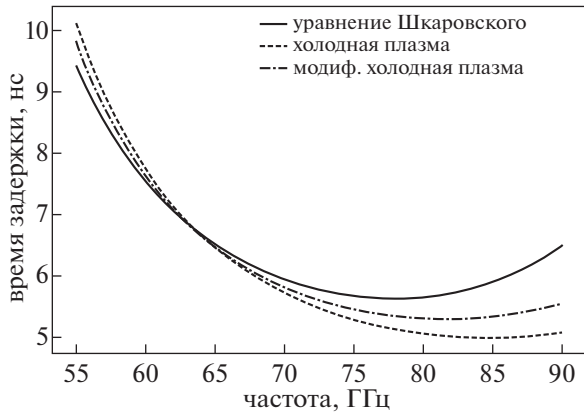


Рис. 9. Зависимость времени задержки сигнала от частоты зондирования для различных моделей.

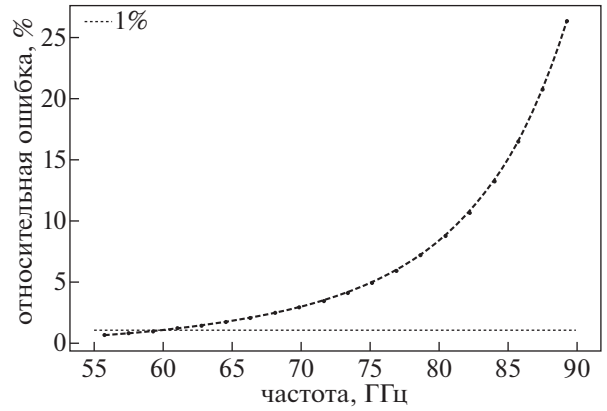


Рис. 10. Зависимость относительной ошибки измерения плотности от частоты зондирования.

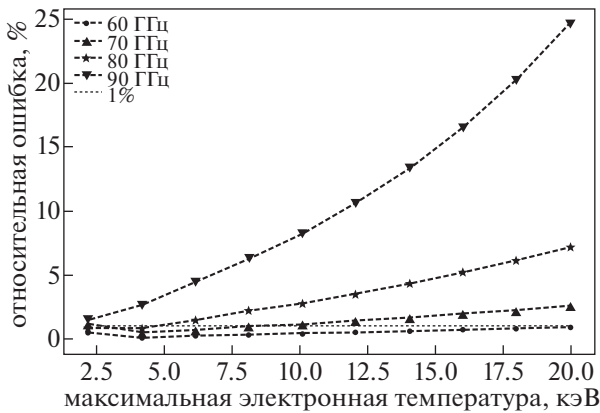


Рис. 11. Зависимость относительной ошибки измерения плотности от электронной температуры плазмы.

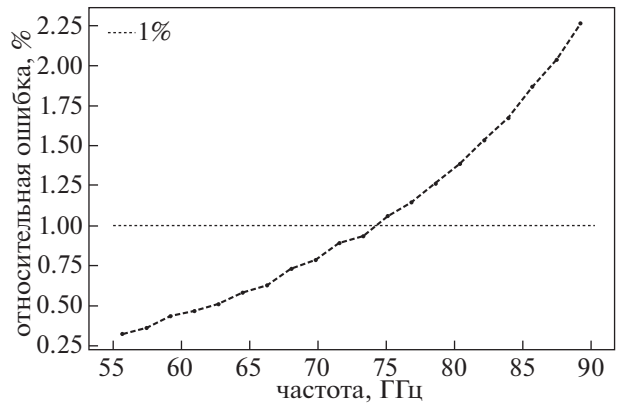


Рис. 12. Зависимость относительной ошибки измерения плотности от частоты зондирования при увеличенном магнитном поле ($B_1/B = 1.4$).

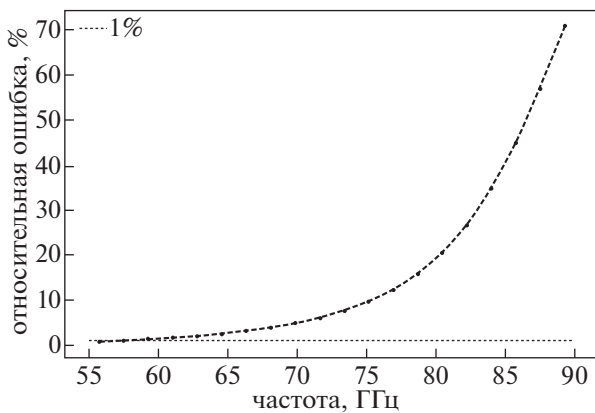


Рис. 13. Зависимость относительной ошибки измерения плотности от частоты зондирования при уменьшенном магнитном поле ($B_1/B = 0.9$).

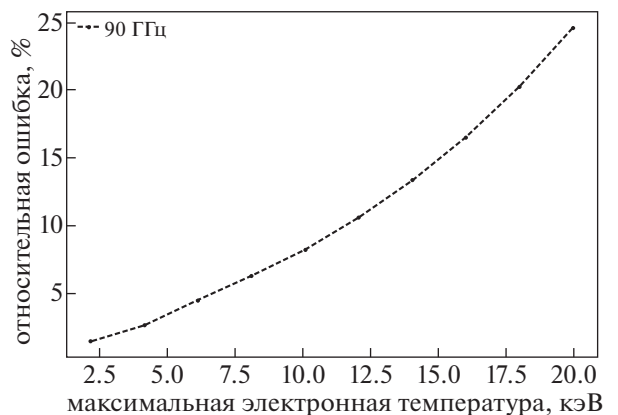


Рис. 14. Зависимость относительной ошибки измерения плотности от температуры при частоте зондирования 90 ГГц.

ванной модели холодной плазмы для частоты зондирования 90 ГГц привносит существенную ошибку и при температурах ниже 15 кэВ, для рассматриваемого сценария ее следует заменить моделью слаборелятивистской плазмы уже при температурах выше 3 кэВ (рис. 14).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было показано, что применение модели холодной плазмы, как обычной, так и модифицированной, при расчетах показателя преломления плазмы приведет к неудовлетворительной точности измерения среднечордовой электронной плотности плазмы в рефрактомерии ИТЭР. Продемонстрирована необходимость данных о профиле электронной температуры в режиме реального времени для измерения средней плотности в режиме реального времени.

Низкая скорость вычисления плотности плазмы при использовании модели Шкаровского на прямую, использовавшейся в качестве эталонной в рамках этой работы, может негативно сказаться на быстродействии диагностики, делая затруднительным измерения в режиме реального времени (допустимое время задержки измерения $t < 1$ мс [11]). Возможный вариант решения проблемы: расчет калибровочной функции зависимости времени задержки сигнала от среднечордовой плотности плазмы и формы профиля плотности (параметра α) с применением уравнения Шкаровского в области значений, определенных расчетными сценариями разрядов в токамаке ИТЭР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Krasilnikov A.V., Kaschuck Y.A., Vershkov V.A., Petrov A.A., Petrov V.G., Tugarinov S.N.* // Internat. Confer. on Fusion Reactor Diagnostics, Varenna, Italy September 9–13, 2013.
2. *Гунзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1960.
3. *Mazzucato E.* // Phys. Fluids B: Plasma Phys. 1992. V. 4. P. 3460. <https://doi.org/10.1063/1.860354>
4. *Shkarofsky I.P.* // J. Plasma Phys. 1986. V. 35. P. 319. <https://doi.org/10.1017/S0022377800011363>
5. *Bindslev H.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1991. V. 33. P. 1775. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/33/14/005>
6. *Bindslev H.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1992. V. 34. P. 1601. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/34/11/001>
7. *Petrov A.A., Petrov V.G.* // Rev. Scientific Instruments. 2003. V. 74. P. 1465. <https://doi.org/10.1063/1.1530389>
8. *Шевченко В.Ф., Петров А.А., Петров В.Г., Чаплыгин Ю.А.* // Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 25.
9. *Blandford R.D., Thorne K.S.* Applications of Classical Physics Textbook. 2012–2013.
10. *Krivenski V., Orefice A.* // J. Plasma Phys. 1983. V. 30. P. 125. <https://doi.org/10.1017/S0022377800001045>
11. *Donné A.J.H., Costley A.E., Barnsley R., Bindslev H., Boivin R., Conway G., Fisher R., Giannella R., Hartfuss H., von Hellermann M.G., Hodgson E., Ingesson L.C., Itami K., Johnson D., Kawano Y., Kondoh T., Krasilnikov A., Kusama Y., Litnovsky A., Lotte P., Nielsen P., Nishitani T., Orsitto F., Peterson B.J., Razdobarin G., Sanchez J., Sasao M., Sugie T., Vayakis G., Voitsenya V., Vukolov K., Walker C., Young K., and the ITPA Topical Group on Diagnostics* // Nucl. Fusion 2007. V. 47. P. S337.