

04:09
©1993

О ПОВЕРХНОСТНОМ ИМПЕДАНСЕ ПЛАЗМЫ ДЛЯ РАСЧЕТОВ АНТЕННЫХ СИСТЕМ

М.А.Ирзак, И.П.Павлов, О.Н.Шербинин

В связи с проблемой ВЧ нагрева плазмы в термоядерных установках интенсивно ведутся расчеты и проектирование антенных систем для возбуждения в плазме различных типов волн, в частности нижегибридных, ионных циклотронных, бернштейновских. Обычно в таких расчетах в качестве условий на границе плазмы используются аналитические выражения для поверхностного импеданса плазмы, полученные для упрощенных моделей и потому имеющие ограниченное применение. Чаще всего задача ставится таким образом, что не учитываются волны, отраженные от внутренних областей плазмы, т.е. используется модель излучения в полупространство. Если к тому же рассматриваются достаточно замедленные волны, для которых выполняется критерий доступности глубинных слоев, то волновое уравнение распадается на два независимых, дающих решения для E - и H -волн, и становится возможным получить достаточно компактные выражения для импедансов для независимого возбуждения этих волн [1]. На основе таких выражений делались многие расчеты как по возбуждению в плазме нижегибридных волн с помощью многоволноводных антенн типа "грилл" [2,3], так и по возбуждению БМЗ волн с помощью петлевых антенн в диапазоне ионных циклотронных частот [4,5].

Однако в тех случаях, когда значительную часть спектра составляют слабо замедленные волны, сравнительно близко от поверхности плазмы имеется область взаимной трансформации E - и H -волн, где поток энергии отражается обратно в сторону границы плазмы. При этом уравнения для E - и H -волн остаются "зацепленными", и условия на границе плазмы должны записываться с помощью импедансной матрицы Z_{ij} в виде

$$E_y = Z_{11}B_z + Z_{12}B_y,$$

$$E_z = Z_{21}B_z + Z_{22}B_y.$$

При расчетах спектра H -волн, излучаемого волноводными гриллами, повернутыми вокруг своей оси на 90 градусов [6], необходимо учитывать полоидальную неоднородность возбуждения в силу конечных размеров грилла в этом направлении. В этом случае, как и во всех других, когда $N_y \neq 0$, E - и H -волны также не разделяются, и граничные условия имеют матричный вид. В ряде частных случаев аналитические выражения для элементов импедансной матрицы были получены в работе [7].

Однако во многих практических случаях этого оказалось явно недостаточно. Поэтому приходится находить импедансную матрицу численными методами. В данной работе для нахождения поверхностного импеданса проводится решение волнового уравнения методом конечных элементов, подробно описанное в работе

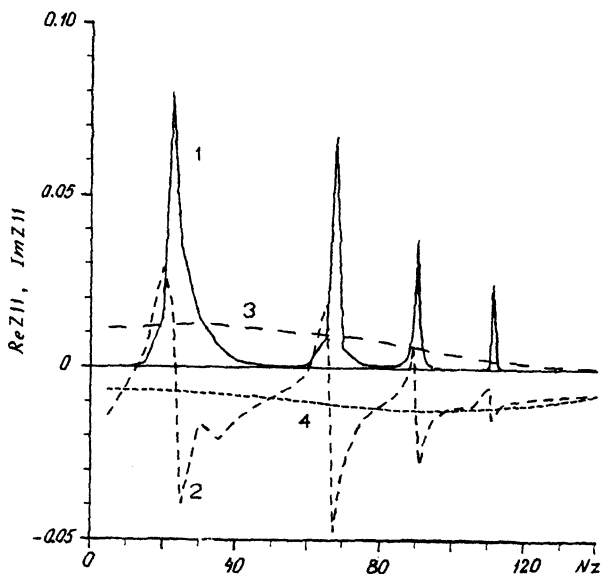


Рис. 1.

[8]. Задача решалась в плоскостной геометрии для одномерно неоднородной плазмы с учетом нелокальной связи между индуцированными в плазме токами и электрическим полем. Для горячей плазмы в рассмотрение включалось поглощение на первой и второй циклотронной гармониках, затухание Ландау и столкновительное поглощение. Возникла система дифференциальных уравнений 6-го порядка:

$$\begin{aligned}
 & - \left(\frac{d}{dx} + N_y \right) \left[\sigma \left(\frac{d}{dx} - N_y \right) (E_x + iE_y) \right] + (N_y^2 + N_z^2 - \varepsilon_{xx}) E_x + \\
 & \quad + iN_y \cdot \frac{dE_y}{dx} - \varepsilon_{xy} E_y + iN_z \cdot \frac{dE_z}{dx} = 0; \\
 & i \left(\frac{d}{dx} + N_y \right) \left[\sigma \left(\frac{d}{dx} - N_y \right) (E_x + iE_y) \right] + iN_y \cdot \frac{dE_x}{dx} + \varepsilon_{xy} E_x - \\
 & \quad - \frac{d^2 E_y}{dx^2} + (N_z^2 - \varepsilon_{xx}) E_y - N_y N_z E_z = 0; \\
 & iN_z \cdot \frac{dE_x}{dx} - N_y N_z E_y - \frac{d^2 E_z}{dx^2} + (N_y^2 - \varepsilon_{zz}) E_z = 0,
 \end{aligned}$$

которая по методике Галеркина сводилась к системе алгебраических уравнений. Множитель σ учитывает тепловые эффекты, связанные с $v_{\perp} \neq 0$. В случае холодной плазмы ($\sigma = 0$) учитывалось только столкновительное затухание, а порядок системы понижался до четырех.

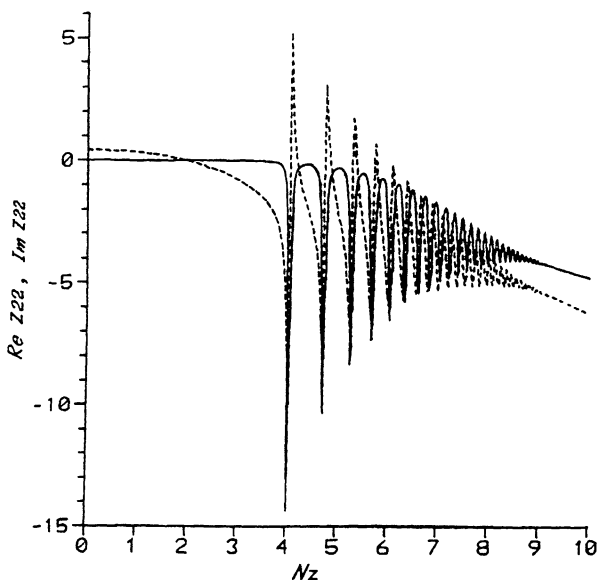


Рис. 2.

Условия на наружной границе задавались в виде распределения высокочастотных магнитных полей, соответствующих возбуждению в плазме, либо БМЗ волн (т.е. H -волн), либо нижнегибридных волн (или E -волн). Условия на второй границе ставились в двух вариантах. В первом варианте при возбуждении в плазме недостаточно замедленных нижнегибридных волн в глубине плазмы за область взаимной трансформации E - и H -волн задавались только уходящие потоки мощности, т.е. не учитывалось отражение от дальних областей плазмы. Во втором варианте предполагалось полное отражение волн от задней стенки камеры, содержащей плазму. Такой подход использовался при решении задачи о возбуждении БМЗ волн в плазме малых размеров, когда в ней не реализуется однопроходное поглощение волн. Иными словами, камера с плазмой представляла собой резонатор с плохой добротностью.

Далее приводятся результаты расчета поверхностного импеданса при возбуждении БМЗ волн в условиях эксперимента по ионному циклотронному нагреву плазмы на токамаке Туман-3. Большой радиус установки R равен 55 см, малый (a) — 24 см, $B_0 = 5.2$ кГц, $n_0 = 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $T_{e0} = 450$ эВ, $T_{i0} = 150$ эВ, $f = 8$ МГц. Состав газа — 10% водорода и 90% дейтерия.

Представляются данные для однородного в полоидальном направлении возбуждения, т.е. $N_y = 0$. Поэтому E - и H -волны расплелись, и поверхностный импеданс соответствовал элементу Z_{11} импедансной матрицы. На рис. 1 показан ход реальной (кривая 1) и мнимой (кривая 2) частей импеданса в зависимости от замедления N_z . Напомним, что реальная часть импеданса ответственна за поглощение волн в плазме. Кривыми 3 и 4 показаны те же характеристики для модели излучения в полупространство. Видно,

что характер импеданса резко меняется. Важно подчеркнуть, что соответственно изменится и спектр возбуждаемых волн. При переходе от модели излучения в полупространство к условиям реальной установки расчетный спектр излучаемых волн из сплошного становится линейчатым.

Подобный вид имеет импеданс, рассчитанный для возбуждения в плазме нижнегибридных волн, когда критерий доступности сравнительно велик ($N_{zcr} \approx 10$). На рис. 2 показана зависимость от N_z матричного элемента Z_{22} , который для расцепленных волн соответствует поверхностному импедансу с обратным знаком (реальная часть — сплошная кривая, мнимая часть — пунктир). Расчет проводился для условий экспериментов на проектируемой установке Глобус — токамаке с предельно малым аспектным отношением и D -образным сечением ($R = 33$ см, $a = 22$ см, $B_0 = 5$ кГс, $n_0 = 4 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $f = 3.2$ ГГц, $N_y = 0$, газ — водород). Учитывалось только столкновительное затухание в периферийной плазме ($\nu/\omega \approx 0.001$). Видно большое количество резонансов, когда в слое до точки взаимной трансформации E - и H -волн укладывается целое число волн. При $N_z > N_{zcr}$ вид импеданса согласуется с моделью излучения в полупространство. Учет $N_y \neq 0$ приводит к некоторому сдвигу резонансных пиков в обоих примерах.

В заключение еще раз подчеркнем важность корректного вычисления поверхностного импеданса, поскольку выбор неадекватной модели может привести к ложным представлениям о возбуждаемом спектре волн.

Список литературы

- [1] Голант В.Е. // ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 2492–2503.
- [2] Brambilla M. // Nucl. Fusion. 1976. V. 16. P. 47–54.
- [3] Баранов Ю.Ф., Шербинин О.Н. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 246–255.
- [4] Vdovin V.L. // Nucl. Fusion. 1983. V. 23. P. 1435–1446.
- [5] Павлов И.П., Шербинин О.Н. // Препринт ФТИ № 948. Л., 1985.
- [6] Ирзак М.А., Шербинин О.Н. // ВАНТ. Сер. термояд. синтез. 1990. Вып. 3. С. 69–72.
- [7] Лилия А.Д. и др. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 256–262.
- [8] Ирзак М.А., Павлов И.П., Шербинин О.Н. // Препринт ФТИ № 1546. Л., 1991.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
21 июня 1993 г.