

О поглощении колебаний при магнитно-звуковом нагреве плазмы в токамаке ТО-1

ИВАНОВ Н. В., КОВАН И. А.

УДК 621.039.643

В экспериментах [1, 2] на установке токамак ТО-1 было показано, что при возбуждении спектра магнитно-звуковых колебаний плазменного шнура отмечен эффективный нагрев плазмы, сопровождавшийся возрастанием диаметра плазмы, смещением плазменного шнура наружу и увеличением тока регуляторов равновесия. При этом наблюдалось повышение температуры ионного компонента плазмы, которое регистрировалось по доплеровскому уширению линии высокоионизованной примеси CV и по изменению энергетического распределения атомов перезарядки. Для ввода высокочастотной мощности в плазму использовали петлевой возбуждатель, охватывающий плазменный шнур и соединенный коаксиальной линией с генератором фиксированной частоты. Ток, протекающий по петле, создавал вблизи стенки камеры токамака продольное ВЧ-магнитное поле. Возникающие в плазме колебания регистрировались магнитным зондом, отстоящим от возбуждателя на 90° относительно главной оси тора и находящимся в тени диафрагмы. Характер сигнала с зонда свидетельствовал о последовательном возбуждении пространственных гармоник спектра собственных колебаний шнура при изменении концентрации плазмы во времени. По форме отдельных резонансных максимумов можно определить добротность плазменного резонатора, являющуюся мерой диссипативной способности плазмы. Измерение добротности, а также обсуждение возможного механизма поглощения колебаний и составляют предмет настоящей работы.

Измерение добротности

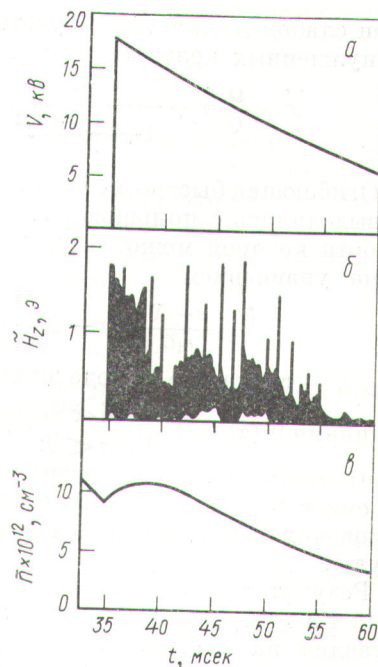
Известно, что при возбуждении резонатора с изменяющимися параметрами от генератора фиксированной частоты скорость изменения собственной частоты ω и величина добротности Q определяют форму резонансной кривой во времени. При медленном изменении частоты, когда $d\omega/dt \ll \omega^2/2Q^2$, резонансная кривая имеет симметричный вид и добротность может быть измерена по ширине кривой. Как отмечалось в работе [3] для плазменного резонатора, в котором единственным изменяющимся параметром, определяющим собственную частоту, является концентрация плазмы, добротность

может быть вычислена по формуле $Q = 2n/\Delta n$, где Δn — изменение концентрации плазмы на полуширине резонансной кривой. Эта формула применима для слабо косьих магнитно-звуковых колебаний в плотной плазме в области частот, малых по сравнению с нижней гибридной частотой, так как в этой области квадрат показателя преломления пропорционален концентрации плазмы и не зависит от частоты. В случае сильно косьих колебаний выражение для добротности уменьшается в два раза.

При быстром изменении собственной частоты резонансная кривая теряет свою симметричную форму. В момент совпадения собственной частоты и частоты генератора амплитуда колебаний в резонаторе круто нарастает, а затем следует медленный спад с характерным временем $\tau \approx 2Q/\omega$. На спадающей части кривой появляются биения с периодом, зависящим от скорости изменения собственной частоты.

В экспериментах [1,2] спектр возбуждаемых колебаний имел типичный динамический характер. На рис. 1 показана осциллограмма протектированного сигнала с зонда, регистриро-

Рис. 1. Изменение во времени амплитуды напряжения на петле возбуждателя (а), огибающей сигнала с магнитного зонда (б) и концентрации плазмы, усредненной на диаметр диафрагмы (в)



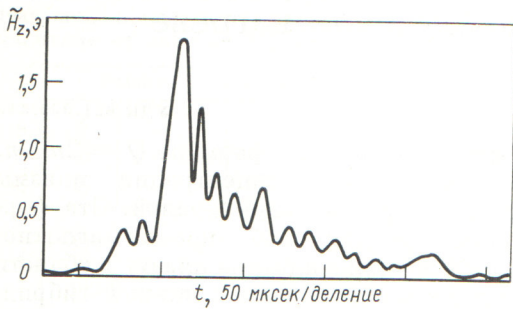


Рис. 2. Быстрая развертка огибающей сигнала с магнитного зонда

вавшего продольную составляющую ВЧ-магнитного поля. Типичная развертка отдельного резонансного максимума, полученного на 36-й мсек разряда, представлена на рис. 2.

Динамическая резонансная кривая может быть описана уравнением вынужденных колебаний. Если, как указывалось выше, квадрат показателя преломления пропорционален концентрации плазмы n , то при ее изменении во времени для каждой пространственной гармоники должно сохраняться постоянным произведение $\omega^2 n$. Используя это условие и предполагая, что концентрация плазмы линейно зависит от времени, можно связать собственную частоту с частотой возбуждения Ω :

$$\omega^2 = \Omega^2 / \left(1 + \frac{1}{n} \frac{dn}{dt} t\right). \quad (1)$$

При слабом поглощении с учетом (1) уравнение вынужденных колебаний имеет следующий вид

$$\ddot{x} + \frac{\Omega}{Q} \dot{x} + \frac{\Omega^2}{1 + \frac{1}{n} \frac{dn}{dt} t} x = \cos \Omega t. \quad (2)$$

Огибающая быстро осциллирующей функции x выделялась с помощью детекторной цепочки, работа которой может быть приближенно описана уравнением

$$\dot{X} + \frac{x - X}{r_1 C} \theta(x - X) - \frac{X}{r_2 C} = 0, \quad (3)$$

где X — сигнал на выходе детекторной цепочки; функция $\theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0; \\ 0, & x < 0; \end{cases}$ r_1, r_2, C — прямое сопротивление, сопротивление нагрузки и емкость детектора соответственно. Обратная проводимость детектора принималась равной нулю.

Результат интегрирования системы уравнений (2) и (3) для различных значений Q представлен на рис. 3. При вычислении использованы следующие экспериментальные пара-

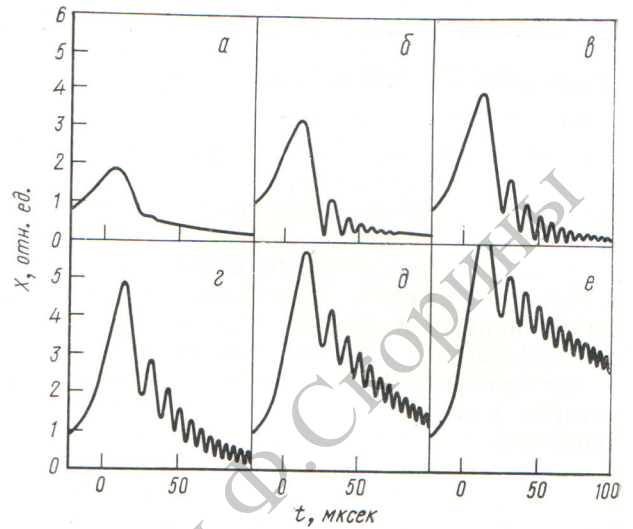


Рис. 3. Зависимость изменения формы динамической резонансной кривой от добротности при $Q = 1000$ (а); 2000 (б); 3000 (в); 5000 (г); 10000 (д) и 15000 (е) соответственно

метры:

$$1/n \cdot dn/dt = 100 \text{ сек}^{-1}; r_2 C = 5 \cdot 10^{-7} \text{ сек}; r_1 C = 5 \cdot 10^{-8} \text{ сек}; \Omega = 3 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}.$$

Сравнивая кривые рис. 2 и 3, можно заключить, что искомая величина добротности лежит вблизи значения $Q = 5 \cdot 10^3$. Некоторое отличие экспериментальной кривой от расчетной объясняется, по-видимому, нелинейностью изменения концентрации плазмы во времени, а также влиянием близлежащих типов колебаний.

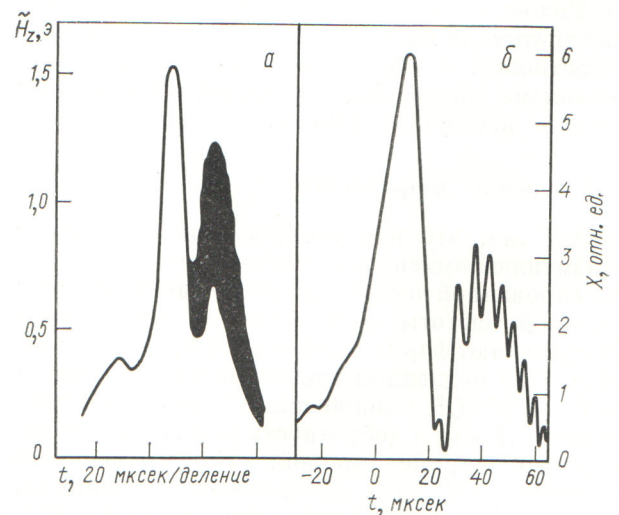


Рис. 4. Сравнение сложных резонансных кривых:

а — эксперимент, б — расчет ($Q = 5 \cdot 10^3$; $1/n \cdot dn/dt = 200 \text{ сек}$; $\Delta t = 5 \text{ мксек}$)

Наряду с простыми резонансными максимумами, представленными на рис. 2, в возбуждаемом спектре наблюдались более сложные кривые, что связано с интерференцией двух близко расположенных мод колебаний. Такие кривые описываются двумя уравнениями колебаний, в которых точки резонанса $\omega = \Omega$ не совпадают во времени и сдвинуты на интервал Δt . Вариант сравнения экспериментальной и расчетной кривых такого типа показан на рис. 4.

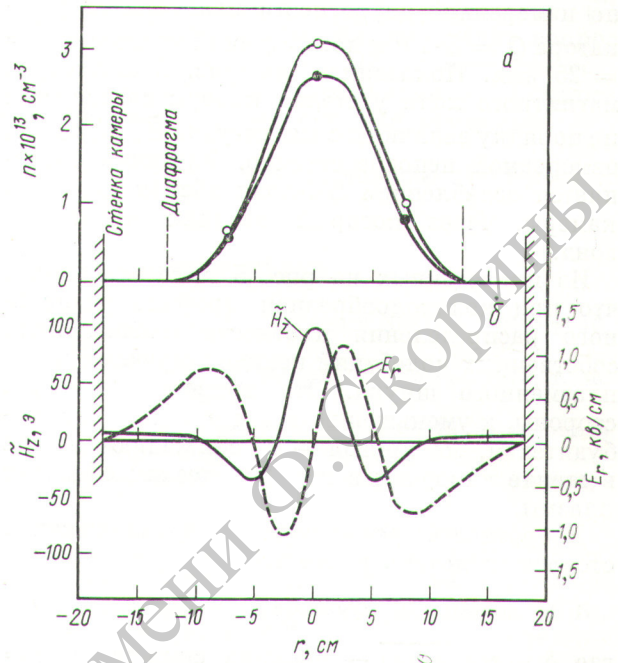
Структура полей собственных колебаний

В описываемых экспериментах геометрия возбуждателя накладывала определенные ограничения на спектр возбуждаемых колебаний — в плазме могли преимущественно возбуждаться осесимметричные магнитно-звуковые колебания с относительно малым продольным волновым числом $k_z = l/R < 0,3 \text{ см}^{-1}$ (здесь $l = 0, 1, 2 \dots$ — число волн по обходу тора; $R = 60 \text{ см}$ — большой радиус тора). В то же время в интервале разряда от 35 до 45 мсек радиальное волновое число $k_r \approx 1 \text{ см}^{-1}$, поэтому можно говорить о почти радиальных колебаниях плазменного шнура. В этом случае для отыскания пространственной структуры полей собственных колебаний целесообразно воспользоваться приближением длинного плазменного цилиндра ($k_z = 0$), окруженного коаксиальным проводящим экраном радиуса b . Если поперечный размер экрана мал по сравнению с вакуумной длиной волны, радиальное распределение азимутальной составляющей электрического поля может быть найдено из решения краевой задачи:

$$\begin{cases} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r E_\varphi \right) + \frac{\omega^2}{c^2} N_A^2 \frac{n(r)}{n(0)} E_\varphi = 0; & (4) \\ E_\varphi(0) = E_\varphi(b) = 0, & (5) \end{cases}$$

где N_A — альфвеновский показатель преломления на оси цилиндра; $n(r)$ — концентрация плазмы.

Решение задачи (4) — (5) позволяет найти набор собственных частот ω , определяющих спектр радиальных колебаний плазменного цилиндра. В качестве искомой моды колебаний выбиралась гармоника с частотой, ближайшей к частоте возбуждения. Следует отметить, что в уравнении (4) из рассмотрения выпадает особая точка, в которой компонент тензора диэлектрической проницаемости плазмы ϵ_{11} обращается в нуль. В нашем случае условие $\epsilon_{11} = 0$ выполняется при концентрации плазмы $n = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, принадлежащей далекой периферии плазмен-



Р и с. 5. Радиальные распределения концентрации плазмы (а) для $t = 35$ (●), 40 (○) мсек и амплитуд ВЧ-полей в плазме (б)

ного шнура, где поля собственных колебаний малы, поэтому влиянием особой точки, как следует из работы [4], можно пренебречь. При численном интегрировании уравнения (4) использован закон радиального распределения концентрации плазмы

$$n(r) = n(0) \left[1 - \frac{r^2}{b^2} \right]^6,$$

аппроксимирующий экспериментальную зависимость $n(r)$, полученную с помощью СВЧ-зондирования в вертикальном направлении по диаметру и двум хордам. Зависимость $n(r)$ и соответствующие ей радиальные распределения электрического поля волны

$$E_r(r) = -i \frac{\omega}{\omega_i} E_\varphi(r)$$

(в нашем случае $\omega/\omega_i = 4$) и продольной составляющей ВЧ-магнитного поля

$$\tilde{H}_z(r) = -i \frac{c}{\omega r} \frac{d}{dr} r E_\varphi(r)$$

показаны на рис. 5.

Абсолютную калибровку распределений $E_r(r)$ и $\tilde{H}_z(r)$ проводили с использованием известного соотношения

$$Q = \omega \int_v \tilde{H}_z^2 dV / 8\pi \tilde{P}$$

по измеренной добротности плазменного резонатора $Q = 5 \cdot 10^3$ и поглощаемой мощности $\tilde{P} = 25$ квт. Показанная на рис. 5 амплитуда магнитного поля у стенки камеры согласуется по порядку величины с амплитудой $\tilde{H}_z(b) \approx 1$ э, измеренной непосредственно. Различие объясняется ослаблением ВЧ-поля вблизи патрубка камеры, через который вводили магнитный зонд.

Из приведенных на рис. 5 кривых следует, что при колоколообразном профиле радиального распределения плотности плазмы поля собственных колебаний концентрируются к оси плазменного шнура. Это приводит, с одной стороны, к уменьшению связи резонатора с возбуждателем, с другой — к снижению потерь в стенке камеры и в периферических областях плазмы.

Добротность резонатора в предположении стеночных потерь имеет вид

$$Q_s = \frac{2b}{\delta} \alpha,$$

где $\delta = c / \sqrt{2\pi\sigma\omega}$ — толщина скин-слоя; $\alpha = \int_0^b \tilde{H}_z^2(r) r dr / b^2 \tilde{H}_z^2(b)$ — коэффициент, учиты-

вающий форму радиального распределения поля \tilde{H}_z и равный в нашем случае 4. В расчете на проводимость нержавеющей стали ($\sigma = 10^{16}$ CGSE) добротность $Q_s = 2,4 \cdot 10^4$. Таким образом, в условиях ВЧ-нагрева [1, 2] мощность, теряемая в стенке камеры, составляла 20% полной мощности, поглощаемой в резонаторе.

О механизме диссипации энергии колебаний

Измерения при различных уровнях ВЧ-мощности, варьированной от нескольких ватт до десятков киловатт, показали, что добротность плазменного резонатора не зависит от амплитуды возбуждаемых в плазме полей. Это позволяет при обсуждении вопроса о диссипации энергии колебаний ограничиться рассмотрением только линейных механизмов. Как показывают оценки, известные механизмы поглощения — джоулевы потери, затухание за счет конечного ларморовского радиуса электронов и ионов, черенковское и циклотронное затухания, линейная трансформация волны, а также классическая вязкость — дают в рассматриваемых условиях пренебрежимо малый вклад в диссипацию и не могут объяснить полученную экспериментально добротность плазмы. В то же время именно ионная вязкость представляется

возможным механизмом диссипации магнитно-звуковых колебаний плазменного шнура, поскольку энергия колебаний в основном сосредоточена в радиальном движении ионов, а поперечные коэффициенты переноса в плазме токамака велики и на несколько порядков превышают классические.

Добротность плазмы в предположении ионной вязкости определяется формулой

$$Q = \omega / k^2 D_i, \quad (6)$$

где k — поперечное волновое число; D_i — поперечный коэффициент диффузии ионов. В классическом случае, когда $D_i \approx \rho_i^2 \nu_i$ (ρ_i — циклотронный радиус иона; ν_i — частота ион-ионных столкновений), формула (6) остается справедливой независимо от соотношения частоты колебаний и циклотронной ионной частоты [5]. Допуская, что поперечные вязкость и теплопроводность в токамаке определяются одним и тем же механизмом переноса, и учитывая локализацию энергии волны вблизи оси плазменного шнура, можно записать $k \sim \omega / V_A$; $D_i \sim a^2 / \tau_{E_i}$, где V_A — альфвеновская скорость на оси шнура; τ_{E_i} — энергетическое время жизни ионов; a — радиус диафрагмы.

Величина τ_{E_i} может быть определена из условия энергобаланса ионов при омическом нагреве плазмы [6]:

$$\tau_{E_i} = 50 \frac{T^{3/2}}{n}$$

и выражена через параметры разряда с помощью известной формулы [7]:

$$T_i = 7 \cdot 10^{-3} \sqrt{I H_z R^2 \bar{n}},$$

где T_i — температура ионов, °K; I — ток разряда, а; H_z — напряженность тороидального магнитного поля, э; R — большой радиус тора, см; \bar{n} — усредненная на диаметр диафрагмы концентрация плазмы, см⁻³. Используя приведенные соотношения и полагая $n = 2\bar{n}$, получаем следующую приближенную формулу для добротности плазмы:

$$Q_i = 3 \cdot 10^{20} \frac{H_z^{5/2} R}{\omega a^2} \sqrt{\frac{I}{\bar{n}^3}}. \quad (7)$$

Зависимость добротности плазменного резонатора с учетом поглощения в стенке камеры $Q = Q_i Q_s / (Q_i + Q_s)$ от $\sqrt{I/\bar{n}^3}$, снятая в различных режимах разряда, при $H_z = 8,5$ кэ, $R = 60$ см, $a = 12,5$ см изображена на рис. 6. Там же нанесены данные измерений Q , полученные либо при малом уровне ВЧ-мощности,

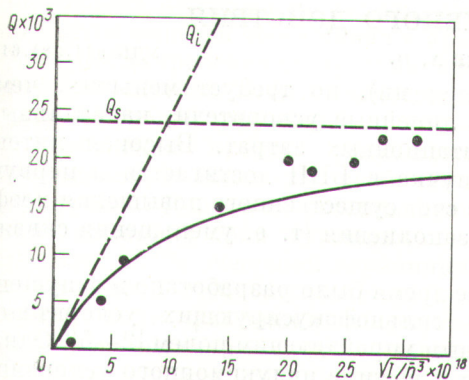


Рис. 6. Зависимость добротности плазменного резонатора от параметров разряда

либо непосредственно после включения ВЧ-генератора, когда температура ионов еще не успевала заметно измениться в процессе ВЧ-нагрева. Из рис. 6 следует, что результаты измерений хорошо согласуются с указанной закономерностью.

Необходимо отметить, что выражение (7) является полуэмпирическим, поскольку вопрос о справедливости формулы (6) требует рассмотрения конкретного механизма переноса и в настоящее время остается открытым.

Поступила в Редакцию 17/VI 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов Н. В. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 16, с. 88.
2. Иванов Н. В. и др. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 5, с. 374.
3. Иванов Н. В., Кован И. А., Лось Е. В. «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 5, с. 389.
4. Днестровский Ю. Н., Костомаров Д. Н., Переверзев Г. В. «ЖТФ», 1972, т. 42, с. 10.
5. Якименко В. Л. Диссертация. М., 1965.
6. Арцимович Л. А., Горбунов Е. П., Петров М. П. «Письма в ЖЭТФ», 1970, т. 12, с. 89.
7. Арцимович Л. А., Глухих А. В., Петров М. П. Там же, т. 11, с. 449.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Г.С.СКОРИНЫ