

Возбуждение спектра собственных колебаний плазменного шнура в токамаке ТО-1

Н. В. ИВАНОВ, И. А. КОВАН, Е. В. ЛОСЬ

УДК 533.951

В настоящее время в ряде лабораторий изучается возможность применения высокочастотных электромагнитных полей для дополнительного нагрева плазмы в токамаке. Одна из таких возможностей связана с использованием явления магнитозвукового резонанса [1—4].

По предварительным оценкам, для эффективной передачи энергии плазме методом магнитозвукового резонанса на установках масштаба токамака-реактора [5] напряженность переменного магнитного поля должна достигать ~ 1 кэ. При этом амплитуда напряжения на витке возбуждения, охватывающем плазменный шнур, составит несколько сотен киловольт, что вызывает повышенные требования к электрической прочности конструкции ВЧ-ввода. С другой стороны, анализ возможных механизмов поглощения магнитозвуковых колебаний позволяет рассматривать шнур плазмы, заключенный в металлической камере, как резонатор, обладающий достаточно высокой добротностью. Благодаря этому для ввода ВЧ-мощности можно ограничиться слабой связью с генератором колебаний и возбуждать резонатор витками малой площади, не охватывающими плазменный шнур. Из-за нестабильности собственной частоты резонатора такой метод возбуждения требует автоподстройки частоты генератора, что может быть достигнуто введением обратной связи.

Для выяснения особенностей указанного способа ввода ВЧ-мощности были поставлены эксперименты по возбуждению спектра собственных колебаний тороидального плазменного резонатора. Эксперименты проводились на токамаке ТО-1 [6], обладающем определенной спецификой. В этой установке отсутствует проводящий кожух. Вместо него для создания равновесия плазменного шнура используется система управляющих обмоток. Вакуумная камера установки, изготовленная из листовой нержавеющей стали толщиной 1 мм, имеет тороидальность 1:3 и малый радиус $a = 18$ см. Чтобы камера не шунтировала разряд, в ней имеется диэлектрический промежуток. Разряд поддерживается с помощью магнитного накопителя, обеспечивающего ток в вихревой обмотке длительностью до 1 сек.

Для раскачки колебаний в плазме использовался петлевой возбудитель, введенный через

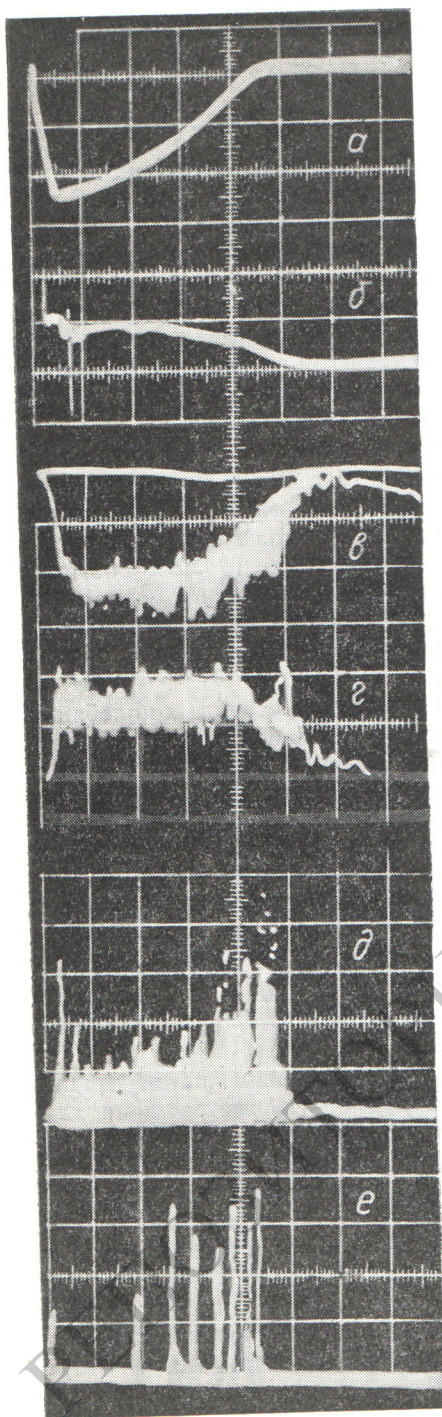
боковой патрубок камеры и создающий продольную по отношению к оси шнура компоненту высокочастотного магнитного поля. Петля не охватывала плазменный шнур и располагалась в тени диафрагмы. Для изоляции петли от плазмы применялся алундовый изолятор. Индикация возбуждаемых в плазме полей осуществлялась магнитными зондами, размещенными вблизи стенки камеры и имеющими ту же поляризацию, что и возбудитель.

Большая часть работы была выполнена на водороде при давлении газа в камере $3 \cdot 10^{-4}$ торр. Магнитное поле на оси камеры составляло 7,5 кэ и могло поддерживаться в течение 1 сек. Ток разряда длительностью 10 мсек достигал в максимуме ~ 10 ка. При этом сопротивление плазменного шнура носило омический характер. Осциллограммы тока и напряжения разряда приведены на рис. 1.

Для изучения спектра собственных колебаний плазменного шнура на возбудитель подавался сигнал от независимого генератора, работающего в стационарном режиме на частоте 48 Мгц. Между генератором и возбудителем подключался четвертьволновой коаксиальный резонатор, настроенный на ту же частоту и имеющий добротность $Q = 500$. По уменьшению амплитуды колебаний в резонаторе можно было судить о передаваемой в плазму мощности. На осциллограмме, показанной на рис. 1, в, это уменьшение составляет 1—2% относительно начального уровня.

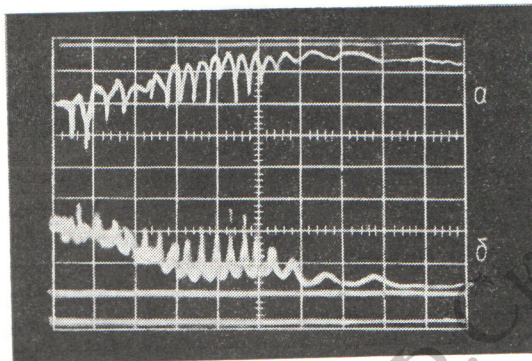
При изменении во времени концентрации плазмы, контролируемой фазометрами на длинах волн 2 и 8 мм, наблюдалось последовательное возбуждение линий спектра пространственных гармоник плазменного резонатора. Осциллограммы сигналов с магнитных зондов, иллюстрирующие этот результат, приведены на рис. 1.

На осциллограмме сигнала с первого зонда (см. рис. 1, в), расположенного вблизи возбудителя, показан уровень сигнала в отсутствие плазмы. Второй магнитный зонд размещался в диаметрально противоположном сечении камеры. Как видно из рис. 1, д, регистрируемый им спектр оказывается менее плотным. Это объясняется тем, что для некоторых типов собственных колебаний зонд попадает в узлы магнитного поля.



Р и с. 1. Осциллограммы разряда в водороде (скорость развертки 2 мсек/деление):

а — ток разряда, чувствительность 5 ка/деление; б — напряжение разряда, чувствительность 20 в/деление; в — сигнал из резонатора; г — сигнал с первого магнитного зонда; д — сигнал со второго магнитного зонда; е — сигнал с выхода усилителя.



Р и с. 2. Развертка участка спектра (скорость развертки 0,5 мсек/деление):

а — сигнал из резонатора; б — сигнал с первого магнитного зонда.

Этот участок спектра получен через 7 мсек после начала разряда. Временной ход концентрации плазмы с соответствующим участком спектра приведен на рис. 3. Из рисунков следует, что плотность линий спектра увеличивается с ростом концентрации заряженных частиц; этим и объясняется появление постоянной составляющей в уровне передаваемой мощности и амплитуде колебаний в плазме.

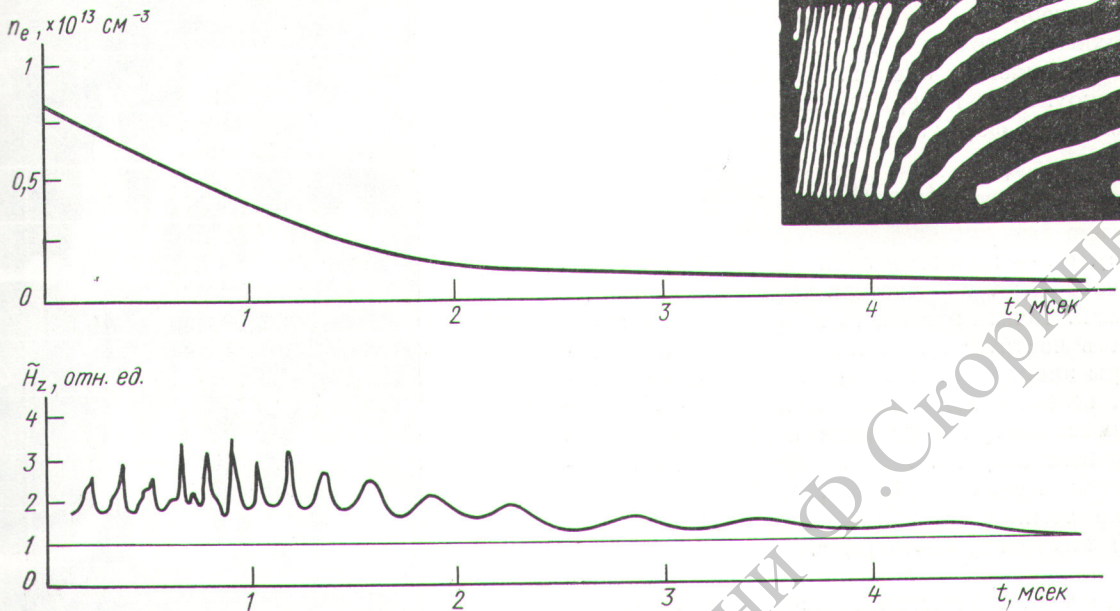
По ширине линий спектра определялась добротность плазменного резонатора. Поскольку фазовая скорость магнитозвуковой волны обратно пропорциональна корню квадратному из плотности плазмы, добротность может быть вычислена по формуле

$$Q = \frac{2n}{\Delta n},$$

где n — резонансная концентрация; Δn — ширина резонансной кривой. Добротность резонансных максимумов, приведенных на рис. 3, возрастает с увеличением плотности плазмы от 10 до 250.

Строгое отождествление типов собственных колебаний тороидального плазменного резонатора представляется весьма трудоемкой задачей, так как для этого требуется точное решение волнового уравнения, учитывающее пространственное распределение концентрации плазмы и магнитного поля, и экспериментального изучения картины объемного распределения компонент ВЧ-полей. Однако если ограничиться

Изменение во времени мощности, передаваемой в плазму, и амплитуды ВЧ магнитного поля вблизи возбуждателя при большей скорости развертки осциллографа показано на рис. 2.



Р и с. 3. Участок спектра после задержки на 8 мсек относительно начала разряда. Вверху приведена интерферограмма 8-миллиметрового фазометра.

рассмотрением типов колебаний, однородных по обходу тора, то для грубых оценок собственных частот можно воспользоваться решениями в бесконечном цилиндре [7] с учетом тороидальных поправок, вычисленных в работе [8].

Последний максимум, зарегистрированный в спектре (см. рис. 1, 2 и рис. 3), можно отождествить с самым низким типом колебаний. В бесконечном цилиндре ему должен соответствовать тип H_{110} с радиальным волновым числом $1,84/a$, где a — радиус цилиндра. Зная концентрацию плазмы, соответствующую этому максимуму, можно вычислить концентрацию n , при которой должен возникать осесимметричный тип H_{010} с волновым числом $3,83/a$. Величина n оказалась равной $2,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Подставив в выражение для частоты радиальных колебаний бесконечного цилиндра [7]

$$f = \frac{3,83H_0}{2\pi a \sqrt{4\pi n M}},$$

где H_0 — напряженность постоянного магнитного поля; M — масса иона, значение поля H_0 на оси камеры токамака, получим $f = 34 \text{ Мгц}$.

Частота колебаний, рассчитанная с поправкой на тороидальность по формуле [8]

$$f_{\text{тор}} = f \left[1 + \left(\frac{a}{2R} \cdot \frac{f}{f_i} \right)^2 \right]$$

(f_i — циклотронная ионная частота; R — большой радиус тора, равный 60 см), составляет $f_{\text{тор}} = 41 \text{ Мгц}$. Полученная оценка отличается от частоты генератора на 15%. Эта разница представляется не слишком большой, так как не учитывалось пространственное распределение концентрации плазмы.

Вызывает определенный интерес вопрос о механизме поглощения возбуждаемого спектра колебаний. Было установлено, что ширина линий спектра и эффективность их раскачки практически не зависят от увеличения амплитуды колебаний более чем в 10^2 раз. При этом напряженность высокочастотного магнитного поля вблизи стенок камеры не превышала 0,1 э. Кроме того, оказалось, что на раскачку полей слабо влияет уменьшение начального давления газа в камере (до $8 \cdot 10^{-5} \text{ торр}$), вызывающее заметный спад напряжения на разряде (в два-три раза) и увеличение проводимости плазмы. Эти данные свидетельствуют о линейности поглощения и его слабой чувствительности к изменению температуры плазмы. В то же время, как отмечалось выше, добротность наблюдавшихся резонансных максимумов возрастает с ростом концентрации заряженных частиц, т. е. с увеличением частоты кулоновских столкновений. На основании этого можно сделать вывод, что

поглощение колебаний не связано с джоулевыми потерями.

Такое заключение дополнительно подтверждает следующая оценка. Как известно, влияние джоулевых потерь на добротность плазмы выражается формулой [9]

$$Q = \frac{\omega_i \omega_e}{\omega \nu_{ie}},$$

где ω_i , ω_e — ионная и электронная циклотронные частоты; ν_{ie} — частота кулоновских столкновений. Если подставить в эту формулу зависимость частоты ν_{ie} от концентрации и температуры электронов и воспользоваться измеренными величинами $Q = 30$ и $n = 2,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для осесимметричного типа колебаний, можно найти величину T_e . Вычисленное значение оказывается меньшим 0,5 эв, что противоречит оценке температуры электронов по проводимости плазмы (20—30 эв)*.

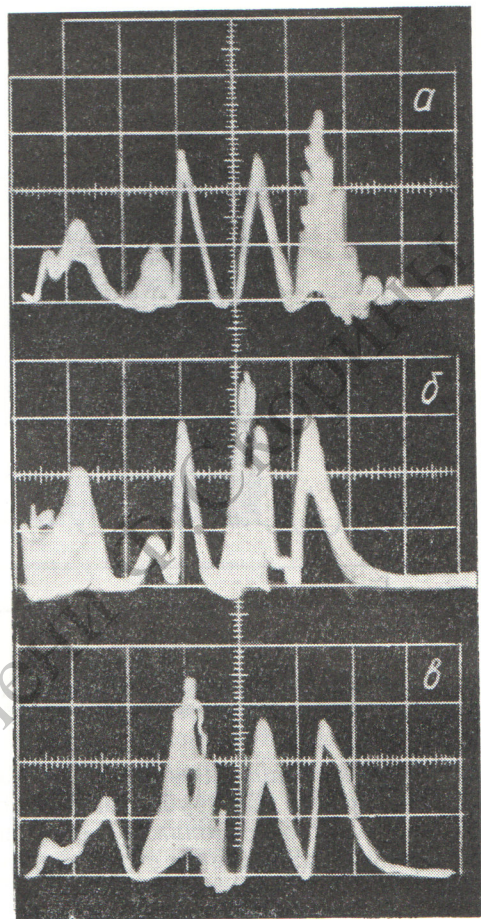
На основании изложенного можно сделать вывод о том, что диссипация энергии колебаний имеет бесстолкновительный характер.

Достаточно большая величина добротности плазменного резонатора позволила осуществить самовозбуждение колебаний с помощью усилителя, охваченного обратной связью через плазму. С этой целью возбуждатель и магнитный зонд, расположенный в диаметрально противоположном сечении камеры, соединялись между собой через усилитель, частотная характеристика которого могла изменяться подключением полосового фильтра. Сигнал генерации, возникающий на выходе усилителя после детектирования, подавался на осциллограф.

Эффект генерации на частоте 48 Мгц, полученный при полосе пропускания фильтра 100 кгц, показан на рис. 1, е. Как видно из осциллограммы, самовозбуждение происходит не на всех гармониках спектра. Такой результат объясняется тем, что для некоторых гармоник не выполняются фазовые соотношения в цепи обратной связи. Более подробно эти эксперименты описаны в работе [10].

При увеличении ширины полосы пропускания фильтра до 5 Мгц можно было наблюдать генерацию выбранного типа колебаний при значительном изменении его частоты. На рис. 4 приведены осциллограммы сигналов с выхода

* Вклад в затухание других столкновительных механизмов (например, перезарядки, вязкости и т. п.) здесь не рассматривается, так как они дают пренебрежимо малый эффект по сравнению с джоулевыми потерями.



Р и с. 4. Сигнал генерации с метками биений на частотах (сверху вниз) 50 (а), 48 (б) и 46 Мгц (в).

усилителя, зарегистрированные в трех последовательных разрядных импульсах. Для получения частотных меток в этом случае на детектор подмешивался сигнал от стационарного генератора, частота которого устанавливалась соответственно равной 50, 48 и 46 Мгц. Как следует из рис. 4, самовозбуждение на указанных частотах возникает в разные моменты времени в соответствии с изменением собственной частоты колебаний резонатора. Участок спектра, соответствующий данному временному интервалу разряда, показан на рис. 5.

Поскольку неравномерность амплитудной характеристики усилителя и фильтра не превышала 10 дб, периодические колебания уровня генерации, наблюдаемые на осциллограммах (см. рис. 4), по-видимому, связаны с изменением фазы сигнала в цепи обратной связи и

в усилительном тракте. Действительно, использовавшиеся в настоящих опытах усилитель, фильтр и передающие коаксиальные кабели эквивалентны линии задержки длиной ~ 150 м. В соответствии с этим сдвиг фазы на 2π рад должен происходить при изменении частоты на 4%. Для поддержания амплитуды колебаний в резонаторе на одном уровне в дальнейшем предполагается использовать систему с более равномерной фазовой характеристикой.

Данные о девиации частоты возбуждаемого типа колебаний дают возможность независимо определять добротность резонатора без привлечения сведений о временном ходе концентрации плазмы. Зная изменение собственной частоты во времени, можно оценить добротность с помощью известной формулы:

$$Q = \frac{f}{\Delta f},$$

где f — резонансная частота; Δf — ширина резонансной кривой. Для кривых рис. 5 значение Q оказалось равным 70, что с точностью до 20% совпадает с результатом измерения добротности по ширине линий спектра.

Исходя из полученных результатов, можно выделить две области, в которых осуществляется передача ВЧ-энергии в плазму. Одна из них находится при малых значениях концентрации заряженных частиц, здесь отсутствуют собственные колебания плазмы, и частота внешнего генератора оказывается вблизи нижнего гибридного резонатора. Известно, что при этом имеет место трансформация электромагнитной волны в затухающие без столкновений потенциальные волны [11, 12]. Вторая область связана с раскачкой магнитозвуковых колебаний плазменного шнура. Поглощение этих колебаний в зависимости от конкретных условий в плазме может определяться различными механизмами. В частности, в рассматриваемом случае оно может быть вызвано бесстолкновительным затуханием, возникающим вследствие пространственной неоднородности плазмы [13]. В данной области возможна передача ВЧ-энергии на определенном типе колебаний с применением обратной связи или на плотной части спектра от генератора фиксированной частоты.

Авторы приносят благодарность И. Н. Головину за поддержку в проведении настоящей работы, а также Б. И. Полякову за полезные обсуждения.

Поступила в Редакцию 16/XII 1971 г.

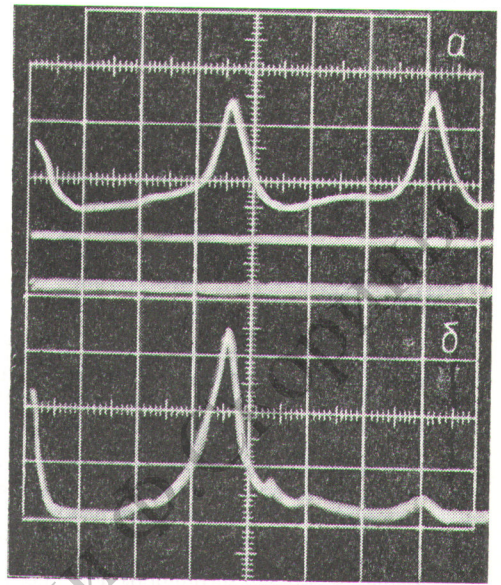


Рис. 5. Развертка участка спектра (скорость развертки 50 мкс/деление):

а — сигнал с первого магнитного зонда; б — сигнал со второго магнитного зонда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. ЖТФ, 30, 899 (1960).
2. А. П. Ахматов и др. ЖЭТФ, 39, 536 (1960).
3. И. А. Кован и др. ЖЭТФ, 43, 16 (1962).
4. И. А. Кован, А. М. Спектор. ЖЭТФ, 53, 1278 (1967).
5. И. Н. Головин, Ю. Н. Днестровский, Д. П. Костомаров. О возможности создания реактора-токамака. Препринт ИАЭ-1937, 1969.
6. Л. И. Артеменков и др. Труды IV Международной конференции МАГАТЭ по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 1971, доклад С№-28/С-3 +.
7. Д. А. Франк-Каменецкий. ЖЭТФ, 39, 669 (1960).
8. Ю. Д. Москвин. Диссертация. М., 1969.
9. Д. А. Франк-Каменецкий. ЖТФ, 30, 893 (1960).
10. Н. В. Иванов, И. А. Кован, Е. В. Лось. «Письма в ЖЭТФ», 14, 212 (1971).
11. Б. В. Галактионов, В. В. Дьяченко, О. Н. Щербинин. ЖТФ, 40, 2317 (1970).
12. В. М. Глаголев, Н. А. Кривов, Ю. В. Скосырев. Труды IV Международной конференции МАГАТЭ по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 1971, доклад С№-28/L-6.
13. Ю. Н. Днестровский, Д. Н. Костомаров, Г. В. Переверзев. X International Conference on Phenomena in Ionized Gases 1971, Contributed Papers, Oxford, 1971, p. 343.