

2. Борисов В.В. Неустановившиеся электромагнитные волны. — Л.: Гос. ун-т, 1987.— 240 с.  
 3. Вайнштейн Л. А. // УФН. 1976. Т. 118. № 2. С. 339.

Поступила в редакцию  
10 мая 1988 г.

УДК 533.9.082.74

## О ДИАГНОСТИКЕ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ В РЕЗОНАТОРАХ

М. И. Капчинский, И. Н. Москалев, Л. А. Юдин

Несмотря на широкое применение микроволновых резонаторных методов для исследования плазмы [1-3] область их распространения в современном эксперименте ограничена магнитными полями 0,1—1 Тл. Основная причина этого — отсутствие простых соотношений, связывающих реакцию резонатора с параметрами магнитоактивной плазмы: соответствующие формулы известны только для самых низших типов колебаний [1, 2]. Цель этой работы — получение и интерпретация выражений для сдвига частоты и изменения добротности цилиндрических резонаторов (открытых или закрытых), заполненных магнитоактивной столкновительной плазмой невысокой температуры. Мы ограничимся здесь случаем, когда рабочие частоты резонатора не попадают в окрестность электронного циклотронного резонанса; этот случай требует особого рассмотрения и явится предметом отдельной работы.

Изменение характеристик резонатора определяется с помощью аппарата теории возмущений [1, 2]. В простейшем случае невырожденных мод

$$\delta\omega = -2\pi i \frac{\int E^\perp \sigma^\perp E dV}{\int |E|^2 dV}, \quad (1)$$

где  $E$  — комплексная амплитуда электрического поля резонатора (зависимость от времени предполагается в виде  $\exp(-i\omega t)$ ),  $\sigma$  — тензор проводимости плазмы, интегрирование проводится по объему резонатора. При этом сдвиг частоты резонатора  $\Delta\omega = \text{Re}(\delta\omega)$ , а изменение добротности  $\Delta(1/Q) = -2\text{Im}(\delta\omega/\omega)$ .

Азимутально несимметричные моды являются двукратно-вырожденными, однако можно показать, что если выбрать угловую зависимость полей резонатора в виде  $\exp(it\varphi)$ , где  $t$  — азимутальный индекс, то собственные моды можно формально рассматривать как невырожденные и применять к ним соотношение (1).

Рассмотрим холодную диссипативную плазму, помещенную в магнитное поле, распределение ее плотности будем считать аксиально-симметричным. Тензор проводимости такой плазмы хорошо известен:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 & 0 \\ -\sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{||} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где

$$\sigma_1 = i \frac{\omega_p^2}{4\pi} \frac{\omega + iv}{(\omega + iv)^2 - \Omega^2}, \quad \sigma_2 = \frac{\omega_p^2}{4\pi} \frac{\Omega}{(\omega + iv)^2 - \Omega^2}, \quad \sigma_{||} = i \frac{\omega_p^2}{4\pi} \frac{i1}{\omega + iv},$$

$v$  — частота столкновений,  $\Omega = eH_0/m_0c$  — циклотронная частота электронов плазмы,  $\omega_p = (4\pi n e^2/m_0)^{1/2}$  — плазменная частота,  $e$  и  $m_0$  — заряд и масса электронов,  $n$  — их концентрация,  $H_0$  — внешнее продольное магнитное поле, выбрана цилиндрическая система координат  $(r, \varphi, z)$ , ось  $z$  совпадает с осью симметрии резонатора.

Подстановка выражений (2) в формулу (1) дает

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = A \left\{ \frac{\omega + iv}{(\omega + iv)^2 - \Omega^2} \int f(r, z) |E_\perp|^2 dV + \right. \\ \left. + \frac{2i\Omega}{(\omega + iv)^2 - \Omega^2} \int f(r, z) E_r E_\varphi dV + \frac{1}{\omega + iv} \int f(r, z) |E_z|^2 dV \right\}, \quad (3)$$

где  $A = (\omega_p^2/2\omega) (\int |E|^2 dV)^{-1}$ ,  $|E_\perp|^2 = |E_r|^2 + |E_\varphi|^2$ , а функция  $f(r, z)$  описывает распределение концентрации плазмы, так что  $\omega_p^2 = \omega_{p0}^2 f(r, z)$  ( $\omega_{p0}$  — характеристическое значение плазменной частоты).

В отсутствие магнитного поля ( $\Omega=0$ ) формула (3) имеет вид

$$\left(\frac{\delta\omega}{\omega}\right)_0 = \frac{A}{\omega + iv} \int f(r, z) |E|^2 dV, \quad (4)$$

а в случае  $\Omega \gg \omega$  (полностью замагниченная плазма) —

$$\left(\frac{\delta\omega}{\omega}\right)_\infty = \frac{A}{\omega + iv} \int f(r, z) |E_z|^2 dV. \quad (5)$$

В частности для TE-мод  $\delta\omega_\infty = 0$

В открытых резонаторах, используемых для диагностики плазмы [3], число вариаций поля вдоль оси  $z$  невелико, а радиальный и азимутальный индексы имеют большие значения. В таких TM-колебаниях основной компонентой электрического поля является  $E_z$  ( $|E_z|_{\max} \ll |E_r|_{\max}$ ). Это означает, что для TM-мод сдвиг частоты и добротности в отсутствие магнитного поля (формула (4)) и при бесконечном магнитном поле (5) практически совпадает, так что влиянием магнитного поля можно пренебречь всюду, кроме узкой полосы циклотронного резонанса (при  $\omega \approx \Omega$ ). Напротив, сдвиг частоты TE-колебаний, в которых  $E_z=0$ , чувствителен к величине магнитного поля во всей области его изменения.

Наличие магнитоактивной плазмы в резонаторе приводит к снятию вырождения азимутально-несимметричных колебаний с разными знаками угловых индексов. Математически это проявляется в пропорциональности второго слагаемого в (3) произведению  $E_r^* E_\phi$  и, следовательно, величине углового индекса  $m$ . Различие в изменении частот мод с  $m > 0$  и  $m < 0$  равно удвоенному второму слагаемому в формуле (3), т. е.

$$\frac{\delta\omega_m - \delta\omega_{-m}}{\omega} = \frac{4i\Omega A}{(\omega + iv)^2 - \Omega^2} \int f(r, z) E_r^* E_\phi dV. \quad (6)$$

Формы резонансных пиков возмущенных колебаний с  $m > 0$  и  $m < 0$  будут различны, поскольку добротности у них не совпадают — разность величин  $(1/Q)_m$  и  $(1/Q)_{-m}$  по модулю равна мнимой части выражения (6). Согласно формуле (6) добротность ниже у колебания, смешенная частота которого дальше отстоит от абсолютной величины электронной циклотронной частоты  $\Omega$ . Такая асимметрия по угловому индексу связана с существованием в замагниченной плазме выделенного направления вращения вокруг вектора внешнего магнитного поля. Отметим, что у TM-колебания резонатора, заполненного однородной по радиусу плазмой, снятие вырождения не происходит, поскольку интеграл в соотношении (6) обращается в нуль.

Если в резонаторе было первоначально возбуждено колебание с азимутальной зависимостью  $\cos m\varphi$  или  $\sin m\varphi$ , то при наличии плазмы при снятии вырождения возникнет суперпозиция двух бегущих в разных направлениях по азимуту волн. частоты которых  $\omega + \Delta\omega_m$  и  $\omega + \Delta\omega_{-m}$  отличаются друг от друга. В результате собственные моды возмущенного резонатора будут представлять собой медленно вращающиеся по азимуту волны. Частота вращения составляет  $(1/2)(\Delta\omega_m - \Delta\omega_{-m})$ . Это явление аналогично фарадеевскому вращению плоскости поляризации

Остановимся подробнее на случаях слабого и сильного магнитного поля. Как уже отмечалось, для TE-мод, характерных для открытых резонаторов,  $|E_z| \gg |E_r|$ , так что основной вклад в сдвиги частоты и добротности вносят последние слагаемые в формуле (3). В TE-колебаниях, наоборот,  $E_z$  отсутствует, и в приводимых ниже выражениях (9) и (10) слагаемые, помеченные индексом « $\infty$ », надо считать равными нулю.

Поправки, обусловленные наличием магнитного поля, наиболее существенны для азимутально несимметричных мод. Для них при  $\omega \gg \Omega$

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_0 - A \frac{m\omega^2 \Omega}{(\omega^2 + v^2)^2} \int f(r, z) \operatorname{Im} \left( \frac{E_r^* E_\phi}{m} \right) dV. \quad (7)$$

$$\Delta \left( \frac{1}{Q} \right) = \Delta \left( \frac{1}{Q} \right)_0 - 8A \frac{m\omega v \Omega}{(\omega^2 + v^2)^3} \int f(r, z) \operatorname{Im} \left( \frac{E_r^* E_\phi}{m} \right) dV,$$

где индексом « $0$ » отмечены величины сдвига при  $H_0 = 0$ . Для азимутально-симметричных мод влияние магнитного поля слабее:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_0 + A \frac{\omega(\omega^2 - 3v^2)}{(\omega^2 + v^2)^3} \Omega^2 \int f(r, z) |E_\perp|^2 dV, \quad (8)$$

$$\Delta \left( \frac{1}{Q} \right) = \Delta \left( \frac{1}{Q} \right)_0 + 2A \frac{v(3\omega^2 - v^2)}{(\omega^2 + v^2)^3} \Omega^2 \int f(r, z) |E_\perp|^2 dV.$$

В сильном магнитном поле ( $\omega \ll \Omega$ ) соответствующие поправки для несимметричных мод равны

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_\infty + 2A \frac{m}{\Omega} \int f(r, z) \operatorname{Im} \left( \frac{E_r^* E_\phi}{m} \right) dV,$$

$$\Delta\left(\frac{1}{Q}\right) = \Delta\left(\frac{1}{Q}\right)_\infty + 2A \frac{v}{\Omega^2} \int f(r, z) |E_\perp|^2 dV.$$

Для азимутально симметричных

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_\infty - A \frac{\omega}{\Omega^2} \int f(r, z) |E_\perp|^2 dV, \quad (10)$$

а изменение добротности такое же, как и в (9).

Установление количественной связи между параметрами плазмы и реакцией резонатора для произвольного вида колебаний открывает возможность распространения метода многомодового зондирования на магнитоактивную плазму. Укажем на некоторые дополнительные возможности, которые открываются в связи с переходом на многомодовые измерения.

1) В связи со снятием вырождения и расщеплением резонансов у мод с  $m=0$  открывается возможность измерения функции распределения электронов плазмы по координатам по разносу частот между сателлитами, относящимися к модам с различными знаками  $m$  (см. формулу (6)). При значительной величине частотного смещения, например при работе с плотной короткоживущей плазмой, это технически удобнее, так как быстрая регистрация больших частотных сдвигов наталкивается на значительные аппаратурные трудности (особенно при использовании зондирующих генераторов на кристаллах, имеющих небольшой диапазон электронной перестройки частоты).

2) Анализ формулы (3) показывает, что предложенный в [4] нулевой метод определения частоты столкновений при работе с модой TE<sub>011</sub> (сдвиг частоты обращается в нуль при  $\Omega^2 - \omega^2 = v^2$ ) можно распространить и на высшие типы колебаний TE<sub>0nq</sub>. Для этой же цели можно использовать и другие характеристические точки зависимости  $\Delta\omega(H_0)$  в сильно столкновительной плазме ( $v \gg \omega_p$ ), например то обстоятельство, что сдвиг частоты достигает максимума при  $\omega - \Omega = \pm v$ . Следствием всего сказанного становится возможность иной постановки задачи определения частоты столкновений и ее распределения по объему плазменной установки — путем измерения сдвигов частот на разных модах в зависимости от величины магнитного поля. В ряде случаев это значительно проще, чем измерение декремента затухания колебаний резонатора.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Buchsbaum S. J., Mower L., Brown S. C. // Phys. Fluids. 1960. V. 3. № 5. P. 806.
2. Голант В. Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. — М.: Наука, 1968.—327 с.
3. Москалев И. Н., Стефановский А. М. Диагностика плазмы с помощью открытых цилиндрических резонаторов. — М.: Энергоатомиздат, 1985.—144 с.
4. Hirschfield J. L., Brown S. C // J. Appl. Phys. 1958. V. 29. № 12 P 1749.

Поступила в редакцию  
10 мая 1988 г.

УДК 621.37

## ВЛИЯНИЕ МЕЖВИДОВОЙ СВЯЗИ НА ПАРАМЕТРЫ СВЧ ИМПУЛЬСОВ, ФОРМИРУЕМЫХ ПРИ ВЫВОДЕ НАКОПЛЕННОЙ ЭНЕРГИИ ИЗ РЕЗОНАТОРОВ

*C. N. Артеменко*

Для формирования мощных и энергоемких СВЧ импульсов на основе накопления и быстрого вывода энергии из резонаторов [1] требуются резонаторы с линейными размерами, много большими длины, волны ВЧ колебаний. Вместе с тем известно [2], что с ростом размеров резонаторов растет и плотность спектра их собственных колебаний. При этом незначительные отклонения формы резонаторов от идеальной приводят к взаимодействию колебаний и изменению их электрофизических характеристик [3]. Особенно легко взаимодействие может возникать в сверхпроводящих резонаторах, в которых практически все колебания имеют достаточно высокую добротность. В данной работе методом матрицы рассеяния исследуется влияние взаимодействия колебаний на накопление СВЧ энергии и параметры формируемых при ее выводе радиоимпульсов. При этом рассматривается наиболее нежелательный случай: возникновение взаимодействия между высокодобротным рабочим видом колебаний, на котором расходится энергия, и относительно низкодобротным «паразитным», совпадшим по частоте с рабочим и не связанным с элементом вывода энергии,