Естественно, что в области значений магнитного поля u^*, отвечающих попаданию в резонанс квазиповерхностной волны бегущей в «—»-направлении угловой координаты ($\mathrm{Re}\,\nu_- = n)^*$, необходимо учитывать вклад в поверхностный ток (см. формулу (7)), и второй волны. Механизм генерации магнитного поля в этом случае будет связан с увлечением электронов квазиповерхностной волной, распространяющейся в «—»-направлении, и может быть рассмотрен аналогичным образом Вне области резонансных значений, для величины поля $\sqrt{u} \gtrsim 0{,}01$, генерация КМП, как показывают численные оценки, обусловлена квазиповерхностными волнами, бегущими в «+»-направлении, поскольку последние имеют существенно больший коэффициент возбуждения. Однако вне резонанса сечение рассеяния σ, связанное с квазиповерхностными волнами, экспоненциально мало, и поэтому этот интервал значений интереса не представляет. Отметим, что учет второй волны при генерации КМП приведет к появлению дополнительных петель на кривых, изображенных на рисунках 1, 2.

Таким образом, проведенное выше рассмотрение позволяет утверждать, что генерируемое в плазме при воздействии на нее интенсивного электромагнитного излучения КМП существенно изменяет сечение рассеяния плазменного цилиндра, связанное с квазиповерхностными волнами.

Автор благодарит И. Г. Кондратьева за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Заборонкова Т. М, Кондратьев И Г — Изв. вузов — Радиофизика, 1972, 15, № 12, с. 1894.
2. Абдулаев А. Ш., Алиев Ю. М., Быченков В. Ю. — Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, № 8, с. 524.
3. Кондратьев И. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 5, с. 798.
4. Жаров А. А., Заборонкова Т. М., Кондратьев И. Г. — Труды XIV Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М.: Наука, 1984, т. 1, с. 275.
5. Жаров А. А., Заборонкова Т. М., Кондратьев И. Г. — Труды IX Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн — Тбилиси, 1985, 2, с. 407.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 29 июля 1986 г.

УДК 537.8.029.6:621.372.413

ЧАСТОТНАЯ ПЕРЕСТРОЙКА ОТКРЫТОГО РЕЗОНАТОРА ТОНКИМ ПРОВОДЯЩИМ ЦИЛИНДРОМ

И. О. Дорофеев, Г. Е. Дунаевский

Приведенные в [1, 2] строгие описания открытого резонатора (ОР) с цилиндрическими включениями основаны на численных методах, описывают двумерный случай и весьма сложны для практических приложений. Полученные в [3] методом малых возмущений аналитические выражения для смещения резонансной частоты $\Delta f'$ трехмерного ОР тонким ($r_0 \ll \lambda$) цилиндрическим проводником хорошо описывают случай сверхтонкого провода (радиусом $r_0 \ll \delta$, где δ — глубина скин-слоя) [4], но при $r_0 \gg \delta$ приводят к значительным расхождениям с экспериментом, а для идеально проводящего цилиндра дают бесконечные значения $\Delta f'$.

Целью данной работы является получение более корректных аналитических выражений для $\Delta f'$. По-прежнему ограничимся рамками метода возмущений, но дополним его граничными условиями на поверхности провода (учтем его «шунтирующее» влияние), считая распределение полей в остальном объеме ОР невозмущенным.

Рассмотрим ОР длиной L, образованный круглыми сферическими отражателями, в центре которого в пучности электрического поля основного вида колебаний TEM_{00q} параллельно вектору напряженности $\boldsymbol{E}$ расположен цилиндрический проводник радиусом $r_0 \ll \lambda$ и удельной проводимостью σ. Полагаем вектор $\boldsymbol{E}$ направленным вдоль оси $0z$ декартовой системы координат, а ось ОР — вдоль $0y$. Поле этого вида колебаний представим в виде бегущих навстречу друг другу волн: $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_{\text{пп}} + \boldsymbol{E}_{\text{об}}$, где $E_{\text{пп}} = E_0 \exp[(x^2+y^2)/w_0^2 - iky]$, $E_{\text{об}} = E_0 \exp[(x^2+y^2)/w_0^2 + iky]$. Здесь w_0 — радиус «пятна» поля в плоскости размещения провода

Рассмотрим сначала двумерный случай, полагая поле вдоль провода неизменным, и представим падающую на провод волну в виде [5]

$$E_{\text{пад}} = E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} p_n J_n(k_1 r) \exp(-in\varphi),$$

* Эти значения u^* легко могут быть оценены по формуле (5).

где.

$$v_n=\sum_{m=0}^{n/2}\frac{(-1)^m n!\,(\lambda/2\pi w_0)^{2m}}{m!\,(n-2m)!}\,.$$

Здесь J_n — функции Бесселя, $k_1=2\pi/\lambda$, r, φ, z — цилиндрические координаты. Рассеянное поле ищется в виде

$$E_{\text{рас}}=\sum_{m=-\infty}^{\infty} p_m A_m H_m^{(2)}(k_1 r)\cos m\varphi,$$

где $H_m^{(2)}$ — функции Ханкеля, а A_m — коэффициенты, определяемые из граничных условий. В [5, 6] показано, что A_m пропорциональны отношениям вида

$$\frac{J_m(k_1 r_0)}{H_m^{(2)}(k_1 r_0)}\sim\left(\frac{k_1 r_0}{2}\right)^{2m}\frac{1}{m!}\,.$$

Поскольку $k_1 r_0\ll 1$, все A_m можно положить равными нулю кроме A_0. Запишем выражения для электрического и магнитного полей E_1, H_1 вне провода и E_2, H_2 — в его объеме:

$$E_1=E_0J_0(k_1r)+B_1H_0^{(2)}(k_1r)\,,\quad H_1=(i/w_1)\,(E_0J_1(k_1r)+B_1H_1'^{(2)}(k_1r))\,,$$

$$E_2=B_2J_0(k_2r)\,,\quad H_2=(i/w_2)B_2J_1(k_2r)\,,$$

где $B_1=p_0A_0$, B_2 находятся из граничных условий, $w_1=\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$, $w_2=\sqrt{-i\omega\mu_0/\sigma}$, $k_2=\sqrt{-i\omega\mu_0\sigma}$, ε_0, μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума. Используя граничные условия на поверхности $r=r_0$: $E_1=E_2$, $H_1=H_2$, найдем

$$E_1=E_0(J_0(k_1r)-cH_0^{(2)}(k_1r)),\quad H_1=(iE_0/w_1)\,(J_1(k_1r)-cH_1'^{(2)}(k_1r)),$$

$$E_2=E_0(J_0(k_1r_0)-cH_0^{(2)}(k_1r_0))\,(J_1(k_2r)/J_0(k_2r_0))\,,\tag{1}$$

$$H_2=(iE_0/w_2)\,(J_0(k_1r_0)-cH_0^{(2)}(k_1r_0))\,(J_1(k_2r)/J_0(k_2r_0))\,,$$

где

$$c=-\frac{B_1}{E_0}=\frac{J_1(k_1r_0)J_0(k_2r_0)w_2-J_0(k_1r_0)J_1(k_2r_0)w_1}{H_1^{(2)}(k_1r_0)J_0(k_2r_0)w_2-H_0^{(2)}(k_1r_0)J_1(k_2r_0)w_1}\,.$$

Величину перестройки ОР определим, используя выражение [7]:

$$\Delta\omega=(-i/2N)\int_l JE\,dz\,,\tag{2}$$

где интегрирование проводится по длине провода, $J=2\pi r_0H_1(r_0)$ — полный ток, $N=(\pi/4)w_0^2\varepsilon_0LE_0^2$ — норма колебания TEM_{00q}. При интегрировании (2) учтем трехмерный характер задачи, т. е положим, что распределение электрического поля вдоль провода имеет вид $E=E_0\exp(-z^2/w_0^2)$. После подстановки (1) в (2) и интегрирования получим

$$\Delta\omega=(4\sqrt{\pi}\,r_0/\sqrt{2}\,w_0w_1\varepsilon_0L)\,(J_1(k_1r_0)-cH_1'^{(2)}(k_1r_0))\,.\tag{3}$$

Величина $\Delta\omega$ в (3) является комплексной, смещение резонансной частоты ОР описывает ее действительная часть:

$$\Delta f'=(1/2\pi)\,\mathrm{Re}(\Delta\omega)\,.\tag{4}$$

В случае больших σ (при $r_0\gg\delta$) разложение в ряд цилиндрических функций в (3) с сохранением только первого члена разложения дает приближенное асимптотическое выражение

$$\Delta f'=\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}\,\omega\varepsilon_0\mu_0w_0L\ln(2/\gamma k_1r_0)}\left(1-\frac{\delta}{2r_0\ln(2/\gamma k_1r_0)}\right),\tag{5}$$

где γ — постоянная Эйлера ($\ln\gamma=0{,}577$), $\delta=\sqrt{2/\omega\mu_0\sigma}$. Заметим, что для идеального проводника (5) дает конечное значение $\Delta f'$:

$$\Delta f'=\sqrt{2}[\sqrt{\pi}\,\omega\varepsilon_0\mu_0w_0L\ln(2/\gamma k_1r_0)]^{-1}\,.\tag{6}$$

Экспериментально исследовалось включение в ОР образцов остеклованного медного микропровода диаметром от 1 до 50 мкм Толщина стеклянной изоляции позволяла пренебречь влиянием стекла на результат измерений [8]. Измерения проводились в 3-сантиметровом диапазоне длин волн в ОР, состоящем из двух сферических отражателей диаметром 26 см и радиусом кривизны 40 см Точность определения величины $\Delta f'$ составляла 0,2 МГц.

На рисунке приведены зависимости $\Delta f'$ от $2r_0$ при различных L. Точками показаны экспериментальные значения, сплошными линиями — результаты расчета по формуле (4) для $\sigma=5\cdot10^7$ См/м, $f=10$ ГГц. Расчетные кривые 1—4 соответствуют значениям $L=44{,}1$; 31,3; 24,7; 18,2 см, при которых проводились измерения.

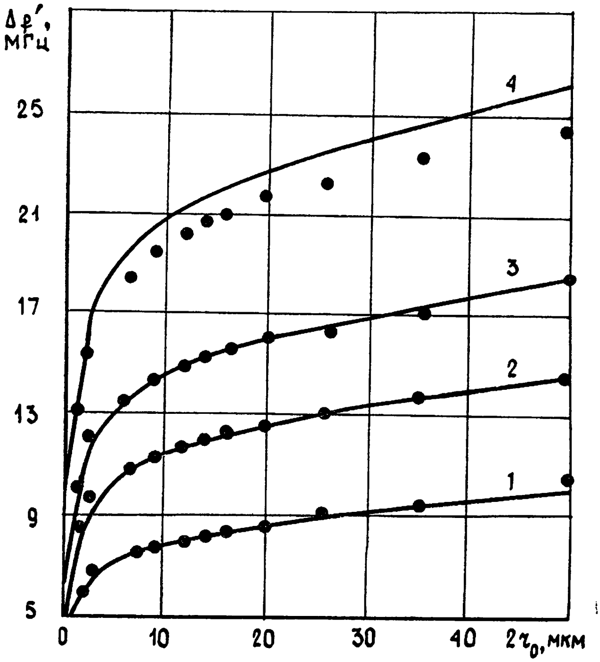

Рис. 1.

Как видно из рисунка, скорость возрастания $\Delta f'$ с ростом r_0 (а также σ, см. (4)) снижается благодаря «шунтирующему» действию проводника: при больших r_0 и σ поле перестает проникать в объем цилиндра, образуя у его поверхности «узел», в итоге взаимодействие поля резонансного колебания с проводом ослабевает.

Хорошее совпадение расчета с экспериментом наблюдается при больших расстояниях между отражателями ($L=44{,}1$ см, $L=31{,}3$ см). Для малых L с увеличением диаметра проводника наблюдается расхождение результатов измерений с расчетными. Это связано, по-видимому, с тем, что при малых L предположение о неизменности распределения поля открытого резонатора при внесении в него тонкого проводника становится неверным.

Таким образом, несмотря на определенную ограниченность примененного подхода сочетание метода возмущений с решением граничной задачи на поверхности проводника позволяет описывать включение хорошо проводящего цилиндра в ОР большой длины. Смещения частоты, вызываемые помещением в ОР тонкого проводника, имеют достаточно большие абсолютные значения и могут быть использованы для бесконтактных радиоизмерений

ЛИТЕРАТУРА

1. Белостоцкий В В, Васильев Е Н — Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 7, с. 1308.
2. Кошпаренок В. Н, Мележик П. Н., Поединчук А Е., Шестопалов В П — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 10, с 1311
3. Дунаевский Г. Е, Завьялов А. С В кн.· Электродинамика и распространение волн. — Томск: Гос ун-т, 1980, вып. 1, с 149.
4. Дунаевский Г. Е., Завьялов А. С — Дефектоскопия, 1986, № 7, с. 58.
5. Nicolaos G., Alexopoulos, Pyong K., Park. — IEEE Trans. Anten. Propag., 1972, 20, № 3, p. 216.
6. Ваганов Р. Б, Каценеленбаум Б. З Основы теории дифракции — М: Наука, 1982.
7. Слэтер Д. Электроника сверхвысоких частот — М.· Сов. радио, 1948
8. Дорофеев И. О., Дунаевский Г Е. Статья депонирована в ВИНИТИ, рег. № 6216-85. Деп от 21.08 85 г.

Сибирский физико-технический институт при Томском университете

Поступила в редакцию 12 ноября 1986 г