

УДК 621.372.8

О РЕЗОНАНСНОМ ОТРАЖЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШАРА С МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЕМ В ВОЛНОВОДЕ

В. А. Попов, К. П. Черкасова, М. П. Кухтин, Н. А. Хижняк

Теоретически изучается резонансное отражение электромагнитной H_{10} -волны в прямоугольном волноводе от диэлектрического шара, покрытого тонким слоем металла. Показано, что величина коэффициента отражения определяется произведением проводимости металлического слоя и его толщины, а положение резонансов смещается по отношению к резонансам чистого диэлектрического шара.

В последние годы при создании различных радиофизических устройств получило широкое применение явление геометрического резонанса электромагнитных колебаний в диэлектрических телах, помещенных в электромагнитное поле. Взаимодействие диэлектрического образца с полем может стать резонансным, когда длина волны внутри диэлектрика становится сравнимой с размерами образца [1-3]. Применяются диэлектрические резонаторы различной формы; по сравнению с полыми металлическими резонаторами они обладают рядом преимуществ: простота изготовления, малые размеры, масса и стоимость, высокая собственная добротность. Широкое применение диэлектрические резонаторы нашли в фильтрах СВЧ, в диодных СВЧ генераторах, для создания различных замедляющих систем СВЧ и т. д.

Цель настоящей работы — теоретически исследовать, как влияет на резонансное отражение электромагнитной волны от диэлектрического шара в волноводе наличие тонкого металлического слоя, покрывающего поверхность шара.

1. На поверхность диэлектрического шара с большим значением диэлектрической проницаемости наносится пленка из металла. Такой шар с металлическим покрытием помещается в прямоугольный волновод, в котором возбуждается H_{10} -волна. Изучается отражение этой волны от шара. Если шар не покрыт металлом, то можно подобрать параметры системы так, что в диэлектрике будут возбуждаться магнитный или электрический резонансы низшего порядка. При наличии металлического покрытия взаимодействие электромагнитной волны с двухслойным шаром зависит от толщины покрытия. При очень малых толщинах металла поле свободно проникает в диэлектрик и наблюдаются резонансы при тех же частотах, что и для чистого диэлектрика. По мере увеличения толщины металлического слоя положение и высота резонансов изменяются. Наконец, при достаточно больших толщинах металла резонансы исчезают.

Как показывают расчеты, частотная зависимость коэффициента отражения в рассматриваемом приближении (см. ниже) определяется только удельным поверхностным сопротивлением покрытия R_{\square} [4, 5], которое, по определению, равно $R_{\square} = 1/\sigma\delta$, где σ — удельная проводимость пленки, а δ — ее толщина.

Ниже излагаются теоретические расчеты коэффициента отражения.

2. Для вычисления коэффициента отражения нужно из общего решения задачи о рассеянии электромагнитной волны на двухслойном

шаре в свободном пространстве найти дипольные моменты шара [6]. Для этого следует получить выражения для рассеянных полей в дальней зоне и сравнить их с известными формулами для полей, порожденных телом, в котором при помещении его в электромагнитное поле индуцируются электрический дипольный момент d_1 и магнитный дипольный момент d_2 [7]. Это вычисление возможно в том случае, когда размеры тела малы по сравнению с длиной волны падающего поля, так как при этом можно рассматривать рассеянные поля в дипольном приближении.

Рассмотрим задачу о рассеянии плоской электромагнитной волны на двухслойном шаре, находящемся в свободном пространстве. Сформулируем постановку задачи.

Пусть плоская электромагнитная волна падает на двухслойный шар в свободном пространстве и рассеивается на этом шаре. Направим ось Oz вдоль волнового вектора k падающей волны. В дальнейшем индекс 1 соответствует окружающему пространству, 2 — шаровому слою, 3 — сердцевине шара. Диэлектрические и магнитные проницаемости обозначим соответственно через ϵ_l и μ_l ($l=1, 2, 3$). Требуется найти поля в областях 1, 2, 3.

Для нахождения полей используем уравнения Максвелла в дифференциальной форме. Предполагая, что зависимость от времени всех величин выражается множителем $e^{-i\omega t}$, получим в каждой из трех областей следующие уравнения для полей:

$$\operatorname{rot} E_l = ik\mu_l H_l; \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} H_l = -ik\epsilon_l E_l \quad (l = 1, 2, 3; \quad k = \omega/c). \quad (2)$$

Искомые векторы напряженности поля E_l, H_l должны удовлетворять граничным условиям на поверхностях, разделяющих среды 1 и 2, 2 и 3. Граничные условия выражают равенство тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей соответственно на поверхностях $r=a$ и $r=b$, где a — радиус сердцевины, b — радиус шара со слоем, и имеют вид

при $r=b$ —

$$(E_1)_\tau = (E_2)_\tau, \quad (H_1)_\tau = (H_2)_\tau, \quad (3)$$

при $r=a$ —

$$(E_2)_\tau = (E_3)_\tau, \quad (H_2)_\tau = (H_3)_\tau. \quad (4)$$

Поле вне шара есть сумма падающего и рассеянного полей. Рассеянные поля должны удовлетворять условиям излучения Зоммерфельда.

3. Для решения задачи искомые поля представляются в виде разложений по векторным сферическим гармоникам [8]. В качестве радиальных функций вследствие изотропии рассеивателя нужно брать для сердцевины шара сферические функции Бесселя (функции Риккати — Бесселя), для внешней области — функции Риккати — Ганкеля, асимптотика которых обеспечивает выполнение условий излучения, и для шарового слоя — линейные комбинации тех и других функций. Для коэффициентов разложений из граничных условий (3), (4) получается бесконечная система линейных алгебраических уравнений, которая расщепляется на изолированные группы из восьми уравнений, отвечающие номеру j соответствующих векторных сферических гармоник. Каждая группа, в свою очередь, расщепляется на две группы по четыре уравнения. Таким образом, решение задачи сводится к вычислению определителей четвертого порядка.

Если падающая волна поляризована по кругу, то рассеянные поля имеют следующий вид:

$$E_{\text{рас}}^\pm(r) = i \frac{\sqrt{2\pi}}{k_1 r} \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}} \sum_{j=1}^{\infty} \left[-B_{j\pm}^\pm \omega_j^{(+)}(k_1 r) Y_{j\pm 1}^{(\epsilon)}(\theta, \varphi) + \right.$$

$$+ \sqrt{\frac{2j+1}{j}} B_{j,j+1}^{\pm} \omega_j^{(+)}(k_1 r) Y_{j,\pm 1}^{(m)}(\theta, \varphi) - \sqrt{j(j+1)} B_{jj}^{\pm} \times$$

$$\times \frac{\omega_j^{(+)}(k_1 r)}{k_1 r} Y_{j,\pm 1}^{(0)}(\theta, \varphi) \Big]; \quad (5)$$

$$H_{\text{рас}}^{\pm}(\mathbf{r}) = \frac{\sqrt{2\pi}}{k_1 r} \sum_{j=1}^{\infty} \left[-B_{j,j+1}^{\pm} \sqrt{\frac{2j+1}{j}} \omega_j^{(+)\prime}(k_1 r) Y_{j,\pm 1}^{(e)}(\theta, \varphi) + \right.$$

$$\left. + B_{jj}^{\pm} \omega_j^{(+)}(k_1 r) Y_{j,\pm 1}^{(m)}(\theta, \varphi) - B_{j,j+1}^{\pm} \sqrt{(j+1)(2j+1)} \frac{\omega_j^{(+)}(k_1 r)}{k_1 r} Y_{j,\pm 1}^{(0)}(\theta, \varphi) \right]. \quad (6)$$

Здесь $k_1 = k\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$, $Y_{j,\pm 1}^{(\lambda)}(\theta, \varphi)$ ($\lambda = e, m, 0$) — поперечные и продольные векторные сферические гармоники с номером j , отвечающие векторам $\chi_{\pm 1} = (1/\sqrt{2})(\mathbf{e}_y \mp i\mathbf{e}_x)$, где $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ — орты декартовой системы координат, знак «+» соответствует правому, знак «-» — левому направлению вращения вектора поляризации; $\omega_j^{(+)}(k_1 r)$ — функции Риккати—Ганкеля первого рода порядка j ; $B_{j,j+1}^{\pm}, B_{jj}^{\pm}$ — коэффициенты разложения. С помощью линейной комбинации выражений E^+ и E^- , H^+ и H^- можно получить поля для случая линейно поляризованной падающей волны. В частности, если в падающей волне электрическое поле направлено вдоль орта \mathbf{e}_x , рассеянные поля вычисляются по формулам

$$E_{\text{рас}} = (1/\sqrt{2}) \sqrt{\varepsilon_1/\mu_1} (E_{\text{рас}}^+ + E_{\text{рас}}^-); \quad (7)$$

$$H_{\text{рас}} = (1/\sqrt{2}) \sqrt{\varepsilon_1/\mu_1} (H_{\text{рас}}^+ + H_{\text{рас}}^-). \quad (8)$$

В том случае, когда рассеиватель мал по сравнению с длиной падающей волны λ в окружающем пространстве ($b \ll \lambda$), можно ограничиться дипольным приближением и в рядах вида (5), (6) оставить только первые слагаемые ($j=1$).

В дипольном приближении формулы (7), (8) после подстановки (5), (6) приобретают следующий вид:

$$E_{\text{рас}}(\mathbf{r}) = i \frac{\sqrt{\pi}}{k_1 r} \left\{ -B_{11} \omega_1^{(+)\prime}(k_1 r) [Y_{1,+1}^{(e)}(\theta, \varphi) - Y_{1,-1}^{(e)}(\theta, \varphi)] + \right.$$

$$+ \sqrt{3} B_{12} \omega_1^{(+)}(k_1 r) [Y_{1,+1}^{(m)}(\theta, \varphi) + Y_{1,-1}^{(m)}(\theta, \varphi)] - \sqrt{2} B_{11} \times$$

$$\times \frac{\omega_1^{(+)}(k_1 r)}{k_1 r} [Y_{1,+1}^{(0)}(\theta, \varphi) - Y_{1,-1}^{(0)}(\theta, \varphi)] \Big\}; \quad (9)$$

$$H_{\text{рас}}(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \frac{\sqrt{\pi}}{k_1 r} \left\{ -\sqrt{3} B_{12} \omega_1^{(+)\prime}(k_1 r) [Y_{1,+1}^{(e)}(\theta, \varphi) + Y_{1,-1}^{(e)}(\theta, \varphi)] + \right.$$

$$+ B_{11} \omega_1^{(+)}(k_1 r) [Y_{1,+1}^{(m)}(\theta, \varphi) - Y_{1,-1}^{(m)}(\theta, \varphi)] - \sqrt{6} B_{12} \times$$

$$\times \frac{\omega_1^{(+)}(k_1 r)}{k_1 r} [Y_{1,+1}^{(0)}(\theta, \varphi) + Y_{1,-1}^{(0)}(\theta, \varphi)] \Big\}. \quad (10)$$

При выводе этих выражений были использованы соотношения симметрии коэффициентов:

$$B_{11}^+ = -B_{11}^- = B_{11}, \quad B_{12}^+ = B_{12}^- = B_{12}.$$

Из выражений (9), (10) найдем поля в дальней зоне ($k_1 r \gg 1$). Для этого воспользуемся асимптотикой функций Риккати—Бесселя первого порядка:

$$\omega_1^{(+)}(k_1 r) \approx i e^{i k_1 r}, \quad \omega_1^{+'}(k_1 r) \approx -e^{i k_1 r} \quad (k_1 r \gg 1),$$

а также подставим вместо векторных функций $Y_{1,\pm 1}^{(\lambda)}(\theta, \varphi)$ их явные выражения [8]. Функции $Y_{1,\pm 1}^{(0)}(\theta, \varphi)$ являются продольными и не содержатся в выражениях для полей в дальней зоне.

После вычислений, оставляя в формулах слагаемые порядка $1/k_1 r$ и пренебрегая слагаемыми порядка $1/(k_1 r)^2$, получим следующие выражения для рассеянных полей в дальней зоне:

$$\mathbf{E}_{\text{рас}}(\mathbf{r}) = \frac{e^{i k_1 r}}{k_1 r} \frac{\sqrt{3}}{2} [B_{11}(\cos \theta \cos \varphi \mathbf{e}_\theta - \sin \varphi \mathbf{e}_\varphi) + \sqrt{3} B_{12} \times \\ \times (\cos \varphi \mathbf{e}_\theta - \cos \theta \sin \varphi \mathbf{e}_\varphi)]; \quad (11)$$

$$\mathbf{H}_{\text{рас}}(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \frac{e^{i k_1 r}}{k_1 r} \frac{\sqrt{3}}{2} [\sqrt{3} B_{12} (\cos \theta \sin \varphi \mathbf{e}_\theta + \cos \varphi \mathbf{e}_\varphi) + \\ + B_{11} (\sin \varphi \mathbf{e}_\theta + \cos \theta \cos \varphi \mathbf{e}_\varphi)], \quad (12)$$

где $\mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\varphi$ — орты сферической системы координат в точке \mathbf{r} .

4. Исходя из известных выражений для электромагнитных полей, создаваемых электрическим и магнитным диполями в дальней зоне, можно показать, что поля (11), (12) индуцируются телом, обладающим электрическим дипольным моментом

$$\mathbf{d}_1 = (\sqrt{3}/2k_1^3) B_{11} \mathbf{e}_x$$

и магнитным дипольным моментом

$$\mathbf{d}_2 = (3/2k_1^3) B_{12} \mathbf{e}_y.$$

Так как падающая волна была линейно поляризована вдоль \mathbf{e}_x по электрическому полю, то можно соотношения для дипольных моментов переписать через падающие поля следующим образом:

$$\mathbf{d}_1 = a^3 \bar{d}_1 \mathbf{E}_{\text{пад}}; \quad (13)$$

$$\mathbf{d}_2 = a^3 \bar{d}_2 \mathbf{H}_{\text{пад}}. \quad (14)$$

Здесь $\bar{d}_1 = (\sqrt{3}/2(k_1 a)^3) B_{11}$, $\bar{d}_2 = (\sqrt{3}/2(k_1 a)^3) B_{12}$, кроме того, $\bar{d}_{1,2} = \bar{d}'_{1,2} + i \bar{d}''_{1,2}$.

Полагая соотношения (13), (14) сохраняющимися также и внутри волновода, будем считать, что дипольные моменты сферы, индуцируемые электромагнитным полем в волноводе, имеют тот же вид, причем под $\mathbf{E}_{\text{пад}}, \mathbf{H}_{\text{пад}}$ следует понимать поле в волноводе в центре шара. Это означает, что мы пренебрегаем влиянием стенок волновода на внутренние поля, индуцируемые в сфере, т. е. считаем сферу достаточно удаленной от стенок.

В случае H_{10} -волны в прямоугольном волноводе сечением $d \times h$ компоненты падающего поля в центре шара ($x_0, y_0, 0$) равны

$$E_y = i \frac{k d}{\pi} H_0 \sin \frac{\pi}{d} x_0, \quad H_x = -i \frac{\beta_{10} d}{\pi} H_0 \sin \frac{\pi}{d} x_0,$$

$$H_z = H_0 \cos \frac{\pi}{d} x_0, \quad \beta_{10}^2 = k_1^2 - \left(\frac{\pi}{d}\right)^2, \quad \mu_1 = 1.$$

Коэффициент отражения η H_{10} -волны от шара в прямоугольном волноводе имеет вид [6]

$$\eta = \frac{E_{y, \text{отр}}}{E_{y, \text{пад}}} = \frac{8\pi}{\beta_{10} d h E_{y, \text{пад}}} \left(d_{1y} k_1^2 \sin \frac{\pi}{d} x_0 + k \beta_{10} d_{2x} \sin \frac{\pi}{d} x_0 + i k \frac{\pi}{d} \times \right. \\ \left. \times d_{2z} \cos \frac{\pi}{d} x_0 \right). \quad (15)$$

Из общего решения задачи об отражении электромагнитной волны от двухслойного шара нужно вычислить коэффициенты B_{11} , B_{12} для случая диэлектрического шара, покрытого слоем металла. При этом диэлектрическая проницаемость металла равна $\epsilon_2 = i\epsilon''$, где $\epsilon'' = 4\pi\sigma/\omega = 2\lambda\sigma/c$ (σ — проводимость металла). Если считать толщину слоя δ малой величиной по сравнению с радиусом шара a , $\delta/a \ll 1$, то можно разложить сферические функции Бесселя, входящие в B_{11} , B_{12} , в ряды по малому параметру. Выполнив все вычисления, получим для вещественных и мнимых частей дипольных моментов $\bar{d}_{1,2}$ следующие выражения:

$$d_1' = \frac{(\epsilon_3 F - \epsilon_1)(\epsilon_3 F + 2\epsilon_1) + 4(2\lambda/ac)^2 (1/R_{\square}^2)}{(\epsilon_3 F + 2\epsilon_1)^2 + 4(2\lambda/ac)^2 (1/R_{\square}^2)}, \\ d_1'' = \frac{6\epsilon_1 (2\lambda/ac) (1/R_{\square})}{(\epsilon_3 F + 2\epsilon_1)^2 + 4(2\lambda/ac)^2 (1/R_{\square}^2)}, \\ d_2' = \frac{(F - 1)(F + 2) - (1/2)(k_1 a)^4 F^2 (2\lambda/ac)^2 (1/R_{\square}^2)}{(F + 2)^2 + F^2 (k_1 a)^4 (2\lambda/ac)^2 (1/R_{\square}^2)}, \quad (16) \\ d_2'' = \frac{(3/2)(k_1 a)^2 F^2 (2\lambda/ac) (1/R_{\square})}{(F + 2)^2 + F^2 (k_1 a)^4 (2\lambda/ac)^2 (1/R_{\square}^2)},$$

где

$$F = F(x) = \frac{2(\sin x - x \cos x)}{(x^2 - 1) \sin x + x \cos x}, \quad x = k_3 a.$$

Коэффициент отражения равен

$$|\eta| = \frac{8\pi a^3}{\beta_{10} d h \sin(\pi/d)x_0} \left\{ \left[k_1^2 d_1' \sin^2 \frac{\pi}{d} x_0 - d_2' \left(k_1^2 \sin^2 \frac{\pi}{d} x_0 - \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 \right) \right]^2 + \right. \\ \left. + \left[k_1^2 d_1'' \sin^2 \frac{\pi}{d} x_0 - d_2'' \left(k_1^2 \sin^2 \frac{\pi}{d} x_0 - \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 \right) \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (17)$$

5. В соответствии с выражениями (16) для d_1 и d_2 зависимость коэффициента отражения (17) от свойств металлов в некотором смысле универсальна: она характеризуется одним параметром — произведением проводимости металлической пленки на ее толщину, т.е. для разных пленок, у которых одинаковые $\sigma\delta$ (или R_{\square}) по величине, будут одинаковые зависимости η от длины волны. Численное исследование этих зависимостей при разных значениях R_{\square} представлено на рис. 1 а—е.

Отметим, что значения $|\eta| > 1$ на рис. 1 а, б получены в связи с тем, что в расчетной формуле (17) не учтены ни идеальность диэлектрика, ни потери энергии на излучение из шара; учет этих факторов приведет к уменьшению коэффициента отражения.

Расчет коэффициента отражения был проведен для следующего случая: в геометрический центр поперечного сечения прямоугольного

волновода ($72 \times 36 \text{ мм}^2$) помещен шар радиуса $0,5 \text{ см}$ с диэлектрической проницаемостью сердцевинны $\epsilon_3 = 92$.

Размер волновода выбран из условия возможности прохождения электромагнитной волны с длиной волны, равной частоте первого магнитного резонанса диэлектрического шара без покрытия,

$$\lambda_p^M = 2a\sqrt{\epsilon_3} = 9,59 \text{ см.}$$

Рис. 1 а—е соответствуют следующим значениям произведения $\sigma\delta$: $2 \cdot 10^8$, $4 \cdot 10^8$, $8 \cdot 10^8$, $2 \cdot 10^9$, $5 \cdot 10^9$ и $1,25 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ (или для R_{\square} : 4500, 2250, 1125, 450, 180 и 72 Ом). Из графиков следует, что при достаточно больших значениях R_{\square} ($> 4500 \text{ Ом}$), что соответствует очень тонким металлическим пленкам, коэффициент отражения имеет такую же зависимость от длины волны, как и в случае отражения от резонансного диэлектрического шара без покрытия (рис. 1а). Уменьшение R_{\square} (например, при увеличении толщины покрытия) приводит к тому, что величина коэффициента отражения начинает уменьшаться в области электрического резонанса (рис. 1а, б). Дальнейшее уменьшение R_{\square} приводит к уменьшению $|\eta|$ и в области магнитного резонанса (рис. 1в—д). При достаточно малых значениях R_{\square} (70—100 Ом) резонансы коэффициента отражения исчезают, т.е. электромагнитное поле не проникает внутрь шара и не возбуждает в диэлектрике электромагнитных колебаний. Это значит, что металлическое покрытие ведет себя уже как монолитный металл и коэффициент отражения получается таким же, как и в случае чисто металлического шара.

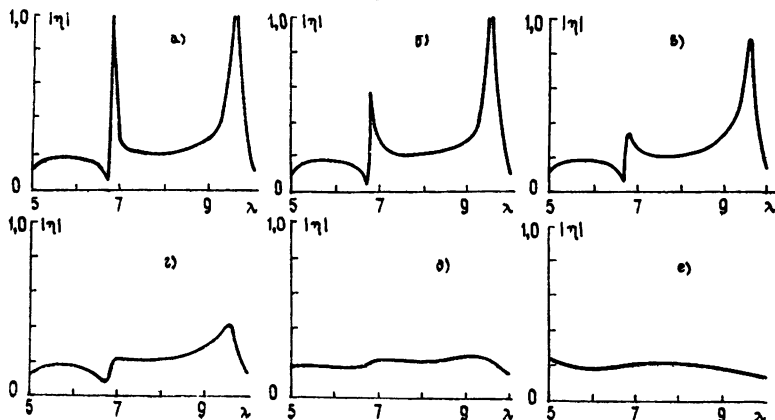


Рис. 1.

Анализ численных расчетов показывает также, что коэффициент отражения существенно меняется (при изменении R_{\square}) лишь в области геометрических резонансов. При других же частотах его изменение не существенно, поскольку на этих частотах электрические размеры тела малы по сравнению с длиной волны в волноводе и коэффициент отражения составляет величину порядка $\eta \sim a^3/dh\lambda$.

6. Частоты геометрических резонансов как электрического, так и магнитного типа для металлизированного диэлектрического шара смещены по отношению к соответствующим резонансным частотам чистого диэлектрического шара. В самом деле, величины λ_p определяются из условия равенства нулю вещественной части знаменателя коэффициента отражения:

$$(\epsilon_3 F + 2\epsilon_1)(F + 2) + 2F(4\pi\sqrt{\epsilon_1}/c)1/R_{\square}^2 = 0. \quad (18)$$

Для чистого диэлектрика второе слагаемое левой части равно нулю, и получается уравнение, решениями которого являются известные длины волн λ_p^0 резонансов электрического и магнитного типов низшего порядка. При $\delta \neq 0$ корни этого уравнения дают значения λ_p

диэлектрического шара, покрытого металлом. Ясно, что в общем случае

$$\lambda_p \neq \lambda_p^0.$$

Смещение резонансов легко оценить не решая уравнения (18), если считать, что $|\Delta\lambda| = |\lambda_p - \lambda_p^0| \ll \lambda_p^0$.

Действительно, разлагая в (18) функцию F в ряд по $\Delta\lambda$ и удерживая слагаемые порядка $\Delta\lambda$, легко получить следующие выражения для смещения резонансных длин волн (для электрического и магнитного резонансов соответственно):

$$\Delta\lambda^e = - \frac{(2\varepsilon_1/\varepsilon_3) (4\pi \sqrt{\varepsilon_1}/c)^2}{R_{\square}^2 (\varepsilon_3 - \varepsilon_1) |\partial F/\partial \lambda|_{\lambda=\lambda_p^0, e}}; \quad (19)$$

$$\Delta\lambda^m = \frac{2 (4\pi \sqrt{\varepsilon_1}/c)^2}{R_{\square}^2 (\varepsilon_3 - \varepsilon_1) |\partial F/\partial \lambda|_{\lambda=\lambda_p^0, m}}. \quad (20)$$

Из этих формул следует, что при изменении R_{\square} электрический и магнитный резонансы смещаются в противоположные стороны. Для случая магнитного резонанса первого порядка резонансная длина волны вычисляется точно, $\lambda_p^{0, m} = 2a\sqrt{\varepsilon_3}$ и формула (20) принимает совсем простой вид:

$$\Delta\lambda^m = 64a\varepsilon_1 \sqrt{\varepsilon_3}/c^2 R_{\square}^2 (\varepsilon_3 - \varepsilon_1).$$

Используя эту формулу, можно, например, найти, что относительное изменение резонансной длины волны $\Delta\lambda^m/\lambda_p^{0, m}$ для случаев, показанных на рис. 1 б—г, находится в интервале $(6,25 \cdot 10^{-3} \div 1,6 \cdot 10^{-1}) \%$.

Таким образом, из изложенного можно сделать следующие выводы.

1) Отражение от металлизированного диэлектрического шара имеет резонансный характер, как и в случае шара без покрытия.

2) Величина коэффициента отражения определяется произведением проводимости σ металлического покрытия и его толщины δ .

3) Наличие металлического покрытия приводит к изменению положения резонансов.

4) Для любого металла может быть найдена такая величина $\sigma\delta$, при которой отражение теряет резонансный характер.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Стрэттон Дж А Теория электромагнетизма — М: Гостехиздат, 1948.
- 2 Левин Л. Теория волноводов — М: Радио и связь, 1981.
- 3 Gastine M., Courtois L., Dorgmann J. L. — IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, 1967, № 12, p 696.
- 4 Слущкая В. В Тонкие плечки в технике СВЧ — М: Сов радио, 1967.
- 5 Rameev R L., Kitchen W J., Lloyd J. M., Landes H S. — J. Appl. Phys., 1968, 39, p 3883.
- 6 Хижняк Н А — Сб Радиотехника, 1967, вып 4, с 88
- 7 Л жексон Дж Классическая электродинамика — М: Мир, 1965
- 8 Ньютон Р. Теория рассеяния волн и частиц — М: Мир, 1969.

Поступила в редакцию
10 февраля 1986 г

THE RESONANCE REFLECTION OF THE ELECTROMAGNETIC WAVES FROM THE METALLIZED DIELECTRIC SPHERE IN THE WAVEGUIDE

V. A. Popov, K. P. Cherkasova, M. P. Kukhtin, N. A. Khizhnyak

The resonance electromagnetic reflection in rectangular waveguide is theoretically investigated, when the TE₁₀-wave is reflecting by the dielectric metallized sphere. The reflection coefficient magnitude is shown to be determined by the product of the conductivity and the metal thickness. The resonance frequencies have the shifts from the resonance frequencies of the pure dielectric sphere.