

УДК 621.396.537.611

СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫ
СПИНОВЫХ ВОЛН В БЕЗГРАНИЧНОЙ СРЕДЕ

Г. Г. КАРАПЕТЯН

(Поступила в редакцию 11 января 1986 г.)

На основе точных решений уравнений магнитостатики рассмотрено излучение спиновых волн прямолинейной антенной в безграничной ферритовой среде. Исследованы условия возникновения излучения и частотные зависимости сопротивления излучения антенны.

В настоящем сообщении приводится расчет излучения спиновых волн (СВ) прямолинейной антенной, находящейся в безграничной, намагниченной до насыщения ферритовой среде. Материал может представить интерес в связи с разработками в последнее время СВЧ устройств на СВ [1], поскольку теоретически вопросы возбуждения СВ мало изучены (см. [2] и цитируемую там литературу).

Предположим, что антенна параллельна внешнему намагничивающему полю и представляет собой бесконечно тонкий и длинный проводник, по которому течет переменный ток I . Направив ось z цилиндрической системы координат вдоль антенны, имеем

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad I = I_0 e^{i(xz - \omega t)}, \quad (1)$$

где $\hat{\mu}$ — тензор магнитной проницаемости среды, I_0 , ω , x — амплитуда, частота и волновое число тока в антенне.

При описании СВ, как известно [3], можно исходить из уравнений магнитостатики

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j}, \quad (2)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0. \quad (3)$$

Умножим (2) на тензор, обратный и комплексно сопряженный тензору $\hat{\mu}$, и подействуем оператором rot на обе части. Расписав по компонентам получающееся уравнение, с учетом аксиальной симметрии и (3) получим

$$B_r = B_z = H_z = 0, \quad H_r = \frac{\mu_a}{i\mu} H_\varphi, \quad H_\varphi = \psi(r) e^{i(xz - \omega t)}, \quad (4)$$

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} - \frac{x^2}{r^2} - \frac{1}{r^2}\right) \psi(r) = \frac{I_0}{2\pi r} \frac{d}{dr} \delta(r), \quad (5)$$

где $\delta(r)$ — δ -функция Дирака, с помощью которой записана плотность тока антенны.

При $\mu > 0$ решением (5) является модифицированная функция Бесселя $K_1(xr/\sqrt{\mu})$, которая при удалении от оси z экспоненциально убывает [4]. Следовательно, в случае $\mu > 0$ излучение отсутствует. Оно имеет место в области частот, где $\mu < 0$. Решение (5) при этом описывается функцией Ханкеля 1 рода: $C \cdot H_1^{(1)}(xr/\sqrt{-\mu})$. Для определения постоянной C приравняем H_φ при $r \rightarrow 0$ к величине магнитного поля линейного тока ($I/2\pi r$). Таким образом придем к выражению

$$H_\varphi = \frac{i}{4} I_0 \chi \nu H_1^{(1)}(\nu x r) e^{i(xz - \omega t)}, \quad \nu \equiv 1/\sqrt{-\mu} \quad (6)$$

(более строго (6) можно получить, решая (5) с помощью преобразования Фурье—Бесселя).

Воспользовавшись асимптотикой функции Ханкеля при $\nu x r \gg 1$, т. е. на расстояниях от оси z , много больших длины волны тока в антенне, получим

$$H_\varphi \sim \frac{e^{i\nu x r}}{\sqrt{r}} e^{i(xz - \omega t)}. \quad (7)$$

Отсюда следует, что СВ распространяются в виде конических волн, фронты которых (поверхности конусов) составляют угол θ с осью z . Величина этого угла неявно определяется соотношениями

$$\theta = \arccos \chi, \quad k = \chi \sqrt{1 + \nu^2} \quad (8)$$

с учетом пространственной дисперсии магнитной проницаемости [3]:

$$\mu = 1 + \frac{\omega_0 \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \mu_a = \frac{\omega_0 \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \omega_0 = \omega_H + \eta k^2, \quad (9)$$

$$\omega_H = \gamma H_0, \quad \omega_M = \gamma M_0,$$

где k — волновое число СВ, H_0 — намагничивающее поле, M_0 — намагниченность насыщения, $\gamma = 2,21 \cdot 10^5$ м/А·с — гиромангнитное отношение, η — константа обменного взаимодействия.

Из-за малости η (для железо-иттриевого граната $\eta \sim 10^{-5}$ Гц·м²) пространственная дисперсия слаба уже при длинах СВ порядка десятых долей микрона. В дальнейших расчетах для простоты будем ею пренебрегать, полагая $\eta = 0$. При этом зависимость μ от k пропадает и соотношения (8) явно определяют направление и величину волнового вектора СВ.

Из (4), (6) и уравнений $\text{rot } \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B}$, $\text{div } \mathbf{E} = 0$ находим электрическое поле и затем радиальную компоненту потока энергии. Усредняя ее по времени и интегрируя по поверхности цилиндра вокруг оси z с образующей L , получаем мощность излучения участка антенны, имеющего длину L :

$$P = \frac{1}{8} \mu_0 I_0^2 \frac{\omega \mu_\perp^2}{1 - \mu} L, \quad (10)$$

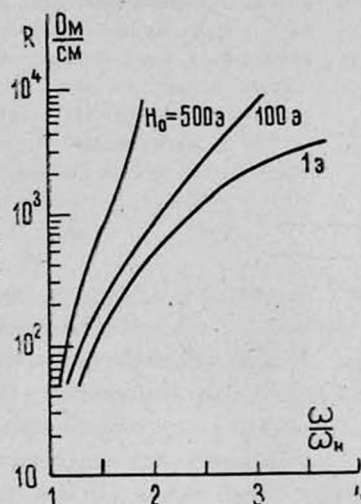
где $\mu_{\perp} = \mu - \mu_a^2/\mu$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^7$ Гн/м — магнитная постоянная.

В отличие от излучения электромагнитных волн, когда максимум мощности излучения логарифмически растет с увеличением длины антенны [5], здесь зависимость $P(L)$ — линейная. Это объясняется тем, что СВ, излученные различными участками антенны, направлены под одинаковым углом к оси Z и не интерферируют друг с другом.

Из (10) находим погонное сопротивление излучения антенны:

$$R = \frac{2P}{I_0^2 L} = \frac{1}{4} \mu_0 \gamma M_0 \frac{\xi(\xi^2 - 1)[(\alpha + 1)^2 - \xi^2]}{\alpha^2(\alpha + 1 - \xi^2)}, \quad \xi \equiv \frac{\omega}{\omega_H}, \quad \alpha \equiv \frac{M_0}{H_0}. \quad (11)$$

Оно является монотонно возрастающей и не имеющей точек перегиба функцией в диапазоне частот существования СВ: $1 < \xi < \sqrt{1 + \alpha}$. На рисунке изображены частотные зависимости погонного сопротивления излу-



Частотные зависимости погонного сопротивления излучения антенны при различных значениях величины намагничивающего поля; $M_0 = 1,4 \cdot 10^5$ А/м.

чения в среде из железо-иттриевого граната ($M_0 \approx 1,4 \cdot 10^5$ А/м) при различных значениях величины намагничивающего поля. Для эффективного возбуждения СВ необходимо, чтобы сопротивление излучения антенны было равно волновому сопротивлению подводящей линии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никитов В. А., Никитов С. А. Зарубежная радиоэлектроника, № 12, 41 (1981).
2. Калиникос Б. А. Изв. вузов, Физика, 24, 42 (1981).
3. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Изд. Наука, М., 1973.
4. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. Изд. Наука, М., 1968.
5. Айзенберг Г. Э., Ямпольский В. Г., Терёшин О. Н. Антенны УКВ, ч. 1. Изд. Связь, М., 1973.

ԱՆՍՏԱՀՄԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՍՊԻՆԱՅԻՆ ԱՆԻՔՆԵՐԻ
ԱՆՏԵՆԱՅԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Գ. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

Մագնիտատատիկայի անհամասեռ հավասարումների լուծումների հիման վրա հաշվված է անսահման ֆերրիտե միջավայրում գտնվող ուղղաձիգ անտենայի ճառագայթման դիմադրությունը:

THE RADIATION RESISTANCE OF SPIN WAVES ANTENNA IN AN INFINITE SPACE

G. G. KARAPETYAN

The radiation of spin waves in an infinite ferrite medium magnetized to the saturation by an antenna, which was an endless alternating current-carrying conductor, has been considered. On the basis of exact solutions of inhomogeneous equations of magnetostatics, the conditions of radiation rise and its space-time distribution were studied.