

стью 10 лет меньше сказалась на величине остаточных напряжений, усталостная долговечность соединения выросла примерно на 20 %. Если в первом приближении воспользоваться линейной аппроксимацией реологических эффектов, можно для сравнимых временных интервалов получить эквивалент температурного воздействия на остаточные напряжения по критерию остаточной усталостной долговечности: выдержка продолжительностью 10 лет оказывает такое же влияние на снижение уровня остаточных напряжений в соединении, как и термоэкспозиция при температуре 175 °С в течение 70 ч (примерно трое суток).

Эти выводы применимы также для оценки снижения положительного эффекта упрочнения методом пластического деформирования в отношении

сопротивления усталости элементов летательных аппаратов.

Библиографические ссылки

1. Трощенко В. Т. Деформирование и разрушение металлов при многоцикловом нагружении. Киев : Наукова Думка, 1981.
2. Хардрат Г. Ф., Науманн Ю. С. Испытания образцов алюминиевого сплава на усталость при варьировании амплитуды нагрузки // Усталость и выносливость металлов ; под ред. Ужика. М. : Машиностроение, 1963. С. 339–355.
3. Харри Р., Жубер Ф., Гомаа А. Определение истинного предела выносливости неразрушающим методом по испытаниям одного образца // Теоретические основы инженерных расчетов. 1981. № 1. С. 72–77.

V. A. Lavrenov, A. V. Katsura

INFLUENCE OF THERMAL EXPOSURE AND PERIOD OF RUNNING ON LIFE CYCLE OF AN AIRFRAME

Endurance of the main parts of an airframe is estimated according to life cycle of the parts with stress concentrators, operating under repetitively applied deformations of expansion and expansion – shrinking. The main damage to the structure material is caused by extension loads

Keywords: deformation, durability, thermal exposure.

© Лавренов В. А., Кацура А. В., 2012

УДК 621.396.946

В. И. Лавров, А. В. Кузовников, В. Г. Сомов

МЕТОДИКА АНАЛИЗА РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОДНОРЕФЛЕКТОРНОЙ ГИБРИДНО-ЗЕРКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ СО СМЕЩЕННЫМ РЕФЛЕКТОРОМ

Проанализированы математические соотношения для описания геометрии гибридно-зеркальной антенны со смещенным рефлектором. Предложены механизмы оценки главной и кроссполаризационной составляющих поля в плоскости антенной решетки (АР) в режиме приема плоской волны, методика, позволяющая рассчитать энергетические характеристики однозеркальной гибридно-зеркальной антенны со смещенным рефлектором при возбуждении ее плоской антенной решеткой, состоящей из излучателей с круговой и линейной поляризацией излучения.

Ключевые слова: крупногабаритные антенны, методика анализа радиотехнических характеристик антенны, программно-методическое обеспечение.

Рассмотрим гибридную зеркальную антенну (ГЗА), которая состоит из смещенного параболического рефлектора и облучающей антенной решетки (АР) (рис. 1). Рефлектор представляет собой вырезку из осесимметричного параболического зеркала, ось симметрии которого совпадает с осью OZ системы XYZ . Вырезка рефлектора осуществлена эллиптическим цилиндром, ось которого смещена относительно оси OZ на величину $X_{ОВ}$.

Облучающая антенная решетка может быть плоской или криволинейной. Однако при этом предпола-

гается, что нормали к плоскости раскрыва всех излучателей параллельны и образуют угол $\Psi_{АР}$ с осью рефлектора.

Для определения положения облучающей АР ГЗА, зон возбуждения антенной решетки, соответствующих различным положениям диаграммы направленности (ДН) антенны в секторе сканирования, предварительно проводится анализ поля в области фокусировки рефлектора при падении на него плоской волны.

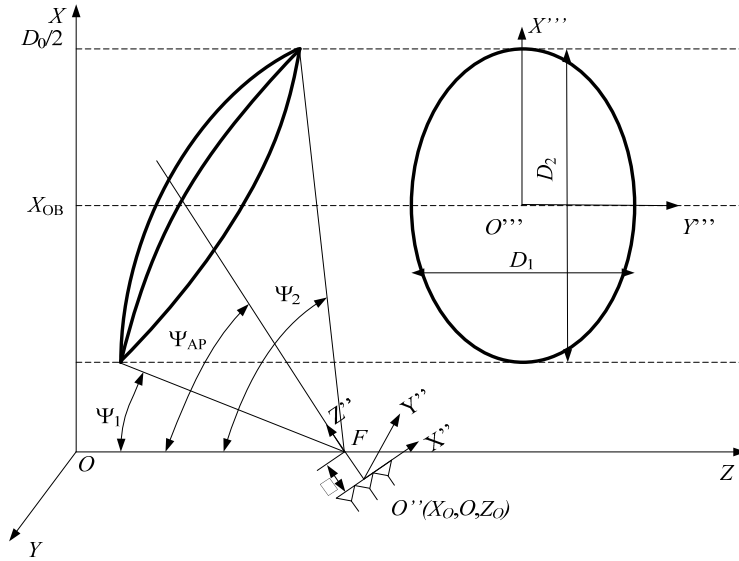


Рис. 1. Геометрия ГЗА со смещенным параболическим рефлектором:

D_0, F – диаметр и фокусное расстояние исходного осесимметричного параболического рефлектора; Ψ_1 – угол видимости нижней точки рефлектора из фокуса; Ψ_2 – угол видимости верхней точки рефлектора из фокуса; Ψ_{AP} – угол между осью антенны и нормалью к плоскости облучающей AP; Δ – смещение центра AP из фокуса; D_1, D_2 – размеры рефлектора в вертикальной и горизонтальной плоскостях ($D \geq 20\lambda$, $D_0 \geq 20\lambda$), λ – рабочая длина волны; X_{0B} – смещение центра апертуры рефлектора относительно оси OZ

В общем виде вектор напряженности падающего магнитного поля у поверхности рефлектора в произвольной точке с координатами x, y, z записывается в виде

$$\vec{H}_{\text{пад}}(x, y, z) = \vec{P} \cdot H_0 \cdot \vec{F}(x'', y'') e^{jk\Delta r}, \quad (1)$$

где \vec{P} – единичный вектор поляризации падающего поля; H_0 – максимальная амплитуда поля по фронту волны, в дальнейшем полагаем $H_0 = 1$; $\vec{F}(x'', y'')$ – нормированное амплитудное распределение поля по фронту волны; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число;

$\Delta r = x \sin \theta_m \cos \varphi_m + y \sin \theta_m \sin \varphi_m + z \cos \theta_m$ – разность хода лучей до точки на рефлекторе и до начала координат; θ_m, φ_m – углы, характеризующие направление прихода плоской волны.

Вектор поляризации падающего поля при линейной вертикальной поляризации имеет вид $\vec{P} = \vec{i} \tilde{\varphi}_1$. Для линейно-горизонтальной поляризации и $\vec{P} = \vec{i} \tilde{\varphi}_2$

$$p_x = \cos \tilde{\varphi}_2; \quad p_y = 0; \quad p_z = -\sin \tilde{\varphi}_2 \quad (2)$$

Для круговой поляризации

$$\vec{P} = \vec{i} \tilde{\varphi} + j\tau \vec{l}_0, \quad (3)$$

где $\tau = -1$ – для круговой поляризации с правым вращением относительно наблюдателя в дальней зоне и $\tau = +1$ – для круговой поляризации с левым вращением.

В силу того, что радиус кривизны рефлектора значительно больше длины волны, то для определения вектора поверхностного электрического тока на рефлек-

торе, создаваемого падающим полем, используем формулу

$$\vec{J} = 2[\vec{m}, \vec{H}_{\text{пад}}], \quad (4)$$

где $\vec{H}_{\text{пад}} \{H_x, H_y, H_z\}$ – вектор напряженности магнитного поля падающей плоской волны у поверхности рефлектора; $\vec{m} \{m_x, m_y, m_z\}$ – единичный вектор внутренней нормали к поверхности рефлектора.

Вектор напряженности электрического поля в области фокусировки ГЗА, создаваемого током, протекающим по всей поверхности рефлектора, определяется выражением

$$\vec{E}(x_0, y_0, z_0) = \frac{j}{2\lambda} \int_{\text{Сферл}} \vec{\Gamma} \vec{J}(x, y, z) dS, \quad (5)$$

где

$$\vec{\Gamma} = \begin{bmatrix} R_y^2 + R_z^2 & -R_x R_y & -R_x R_z \\ -R_x R_y & R_x^2 + R_z^2 & -R_y R_z \\ -R_x R_z & -R_y R_z & R_x^2 + R_y^2 \end{bmatrix} \cdot \frac{e^{-jkR}}{R^3};$$

здесь $R = \sqrt{R_x^2 + R_y^2 + R_z^2}$, $R_x = x - x_0$, $R_y = y - y_0$, $R_z = z - z_0$; при этом x, y, z – координаты центра площадки dS в системе координат рефлектора XYZ .

Найдем составляющие вектора напряженности электрического поля в области фокусировки ГЗА в системе координат AP $X''Y''Z''$:

$$\begin{aligned} E_{x''} &= E_x \cos \Psi_{AP} + E_z \sin \Psi_{AP}, \\ E_{y''} &= -E_y, \\ E_{z''} &= E_x \sin \Psi_{AP} - E_z \cos \Psi_{AP}. \end{aligned} \quad (6)$$

Выделим главную $E_{гп}$ и кроссполяризационную $E_{кр}$ составляющие поля в плоскости АР. Для линейной вертикальной поляризации

$$E_{гп} = E_{x^r}, \quad E_{кр} = E_{y^r}. \quad (7)$$

Для линейной горизонтальной поляризации

$$E_{гп} = E_{y^r}, \quad E_{кр} = E_{x^r}. \quad (8)$$

Для круговой поляризации

$$\begin{aligned} E_{гп} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{x^r} - j\tau E_{y^r}), \\ E_{кр} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{x^r} + j\tau E_{y^r}). \end{aligned} \quad (9)$$

Таким образом, получены формулы, позволяющие рассчитать главную и кроссполяризационную составляющую поля в плоскости АР в режиме приема плоской волны, приходящей с произвольного направления из сектора сканирования ГЗА.

Для формирования диаграммы направленности в заданном направлении в ГЗА возбуждается не вся облучающая АР, а только некоторая группа излучателей. Это следует из анализа поля в области фокусировки ГЗА при приеме плоских волн с различных направлений из сектора обзора антенн. Группа одновременно возбужденных излучателей АР, формирующих ДН в заданном направлении, называется кластером. Все излучатели АР одновременно возбуждаются, как правило, лишь для формирования широкого луча, охватывающего весь сектор обзора ГЗА. Расчет возбуждения элементов АР проводится после выбора геометрии ГЗА и структуры облучающей АР, проведенной на этапе анализа антенны в режиме приема.

Методика расчета закона возбуждения элементов АР по заданным требованиям к диаграмме направленности (ширина и положение главного лепестка ДН, уровень боковых лепестков) включает несколько этапов (рис. 2):

1. С направления, в котором требуется сформировать ДН, задается падающая волна.

2. Амплитудное распределение по фронту падающей волны выбирается из условия получения в режиме передачи ДН требуемой ширины с требуемым уровнем боковых лепестков.

3. В месте расположения центра n -го излучателя АР (рассматриваются только излучатели, попадающие в пятно фокусировки) по приведенным выше формулам рассчитываются компоненты поля $E_{x^r}, E_{y^r}, E_{z^r}$.

4. Выделяется главная составляющая поля $E_{гп}$.

5. Комплексный коэффициент возбуждения n -го излучателя I_n выбирается равным комплексно-сопряженному значению $E_{гп}$:

$$I_n = E_{гп.l}^* \quad (10)$$

6. Определяется центр кластера-элемента с максимальной амплитудой $|I|_{max}$.

7. Амплитуды возбуждения элементов кластера нормируются к $|I|_{max}$.

8. В кластер, ответственный за формирование ДН в заданном направлении, включаются излучатели, нормированная амплитуда возбуждения которых $|I|_n$ больше некоторого уровня – уровня отсечки E_0 . Накопленный опыт расчетов ГЗА со смещенным рефлектором показал, что при уровне отсечки $E_0 = 0,05$ в ГЗА реализуются ДН с уровнем боковых лепестков (УБЛ) ≈ -30 дБ.

9. Анализируются возможности дискретизации амплитудно-фазового распределения (АФР) для упрощения управления облучающей АР путем расчета выходных характеристик ГЗА – ДН и энергетических параметров.

На основе анализа выходных характеристик ГЗА геометрия антенны и структура облучателей АР могут быть уточнены.

Рассмотрим ГЗА с рефлектором, размеры и радиус кривизны которого значительно превышают длину волны. Полагаем, что поле излучения антенны создается токами, текущими по освещенной поверхности рефлектора, поверхность рефлектора имеет бесконечную проводимость и поэтому магнитные токи не учитываются.

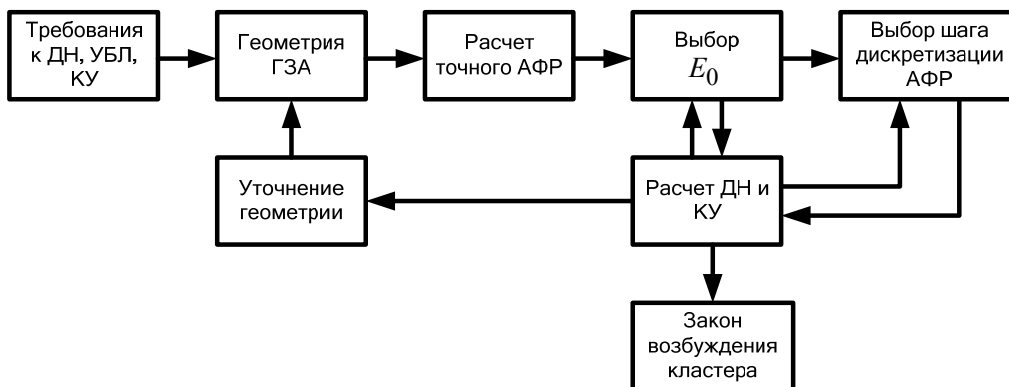


Рис. 2. Последовательность расчета закона возбуждения облучающей АР ГЗА

Тогда для дальней зоны можем записать

$$\vec{E} = \frac{kW_0}{4\pi j} \cdot \frac{e^{-jkR}}{R} \cdot (F_\theta \vec{i}_\theta + F_\varphi \vec{i}_\varphi), \quad (11)$$

где R – расстояние от начала координат до точки наблюдения; $\vec{i}_\theta, \vec{i}_\varphi$ – единичные орты в сферической системе координат R, θ, φ ; F_θ, F_φ – компоненты векторной ДН антенны; $W_0 = 120\pi$ – волновое сопротивление свободного пространства.

Векторную ДН ГЗА в приближении Гюйгенса-Кирхгофа можно определить по выражению

$$\vec{F}(\theta, \varphi) = \int_{S_{\text{рефл}}} \left(\sum_{n=1}^N \vec{J}_n \right) \cdot e^{jk\rho \cos \vartheta} dS_{\text{рефл}}, \quad (12)$$

где θ, φ – углы в сферической системе координат, определяющие направление на точку наблюдения; \vec{J}_n – вектор плоскости поверхностного электрического тока, создаваемого n -м излучателем АР на рефлекторе; ρ – расстояние от начала координат до точки с током; $\vartheta = \vartheta(\theta, \varphi, \theta', \varphi')$ – угол между направлениями из начала координат в точки наблюдения (θ, φ) и интегрирования (θ', φ') ; N – число одновременно возбуждаемых излучателей в облучающей АР.

Интегрирование в (12) ведется по освещенной поверхности рефлектора $S_{\text{рефл}}$.

Для линейно x'_n -поляризованных излучателей ДН в переднем полупространстве ($z'_n > 0$) может быть аппроксимирована в виде выражения

$$\vec{F}_{\text{обл.л}}(\theta'_n, \varphi'_n) = \vec{i}_{\theta'_n} U_1(\theta'_n) \cos \varphi'_n - \vec{i}_{\varphi'_n} U_2(\theta'_n) \sin \varphi'_n, \quad (13)$$

где $0 \leq \theta'_n \leq \pi/2$; $U_1(\theta'_n)$ – ДН в плоскости $X'_n O'_n Z'_n$ (в данном случае это плоскость вектора $\vec{E}_{\text{обл.л}}$); $U_2(\theta'_n)$ – ДН в плоскости $Y'_n O'_n Z'_n$ (в данном случае это плоскость вектора $\vec{H}_{\text{обл.л}}$).

Для линейно y'_n -поляризованных излучателей ДН может быть аппроксимирована в виде

$$\vec{F}_{\text{обл.л}}(\theta'_n, \varphi'_n) = \vec{i}_{\theta'_n} U_2(\theta'_n) \sin \varphi'_n + \vec{i}_{\varphi'_n} U_1(\theta'_n) \cos \varphi'_n, \quad (14)$$

где $0 \leq \theta'_n \leq \pi/2$ – ДН в плоскости $X'_n O'_n Z'_n$ (в данном случае это плоскость вектора $\vec{E}_{\text{обл.л}}$); $U_2(\theta'_n)$ – ДН в плоскости $Y'_n O'_n Z'_n$ (в данном случае это плоскость вектора $\vec{H}_{\text{обл.л}}$).

Для излучателей с круговой поляризацией поля излучения $\vec{F}_{\text{обл.л}}$ запишем в виде суперпозиции (13) и (14) с фазовым сдвигом между ними, равным $\pm 90^\circ$:

$$\vec{F}_{\text{обл.л}}(\theta'_n, \varphi'_n) = e^{j\tau\varphi'_n} \left[\vec{i}_{\theta'_n} U_1(\theta'_n) + \vec{i}_{\varphi'_n} j\tau U_2(\theta'_n) \right], \quad (15)$$

где параметр τ задает вид поляризации.

Вектор напряженности магнитного поля, создаваемого n -м излучателем у поверхности рефлектора

в точке $M(x_m, y_m, z_m)$ в системе координат $X'_n Y'_n Z'_n$, имеет вид

$$\vec{H}'_n = \frac{1}{W_0} \left[\vec{i}_{R'_n}, \vec{E}'_n \right], \quad (16)$$

здесь $\vec{i}_{R'_n}$ – радиус-вектор, направленный на точку M рефлектора.

Поэтому для линейно x'_n -поляризованного излучателя и для линейно y'_n -поляризованного излучателя получаем следующие выражения для компонент вектора \vec{H}'_n в собственной системе координат:

$$\begin{aligned} H'_{xn} &= I_n \frac{e^{-jk\rho_n}}{W_0 P_n} \times \\ &\times \left[-U_2(\theta'_n) \sin^2 \varphi'_n - U_1(\theta'_n) \cos \theta'_n \cos^2 \varphi'_n \right], \\ H'_{yn} &= I_n \frac{e^{-jk\rho_n}}{W_0 P_n} \left[U_2(\theta'_n) - U_1(\theta'_n) \cos \theta'_n \right] \times \\ &\times \sin \varphi'_n \cos \varphi'_n, \\ H'_{zn} &= I_n \frac{e^{-jk\rho_n}}{W_0 P_n} \left[-U_1(\theta'_n) \sin \theta'_n \cos \varphi'_n \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Для излучателя с круговой поляризацией

$$\begin{aligned} H'_{xn} &= I_n \frac{e^{-jk\rho_n} e^{j\tau\varphi'_n}}{W_0 P_n} \times \\ &\times \left[-U_1(\theta'_n) \sin \varphi'_n - j\tau U_2(\theta'_n) \cos \theta'_n \cos \varphi'_n \right], \\ H'_{yn} &= I_n \frac{e^{-jk\rho_n} e^{j\tau\varphi'_n}}{W_0 P_n} \times \\ &\times \left[U_1(\theta'_n) \cos \varphi'_n - j\tau U_2(\theta'_n) \cos \theta'_n \sin \varphi'_n \right], \\ H'_{zn} &= I_n \frac{e^{-jk\rho_n} e^{j\tau\varphi'_n}}{W_0 P_n} \left[-j\tau U_2(\theta'_n) \sin \theta'_n \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Таким образом, получены выражения, которые позволяют рассчитать основную и кроссполяризационную компоненты поля однозеркальной ГЗА со смещенным рефлектором в дальней зоне при возбуждении ее плоской антенной решеткой, состоящей из излучателей с линейной или круговой поляризацией излучения.

Плотность потока энергии в любой точке пространства, окружающего антенну, характеризуется вектором Пойнтинга, среднее значение которого в точке с текущими координатами θ, φ на поверхности сферы радиуса R определяется соотношением [1]

$$\vec{\Pi} = \frac{1}{2} \left[\vec{E}(\theta, \varphi), \vec{H}^*(\theta, \varphi) \right]. \quad (19)$$

Известно [2; 3; 4], что коэффициент направленного действия характеризует степень выигрыша по мощности, получаемого вследствие направленности антенны, и имеет вид

$$D(\theta, \varphi) = \frac{\Pi(\theta, \varphi)}{\Pi_{\text{нен}}}, \quad (20)$$

где $\Pi(\theta, \varphi)$ – среднее значение вектора Пойнтинга в направлении углов (θ, φ) ; $\Pi_{\text{нен}}$ – усредненное значение вектора Пойнтинга по всем направлениям (рассматривается ненаправленная (изотропная) антенна).

Заметим [1], что в свободном пространстве и в дальней зоне $H(\theta, \varphi) = \frac{E(\theta, \varphi)}{W_0}$.

Тогда вектор Пойнтинга для ГЗА с линейной вертикальной поляризацией представлен в виде

$$\vec{\Pi}(\theta, \varphi) = \frac{k^2 W_0}{32\pi^2 R^2} \left[|F_{\theta_1}(\theta, \varphi)|^2 + |F_{\varphi_1}(\theta, \varphi)|^2 \right] \vec{i}_R. \quad (21)$$

Для ГЗА с линейной горизонтальной поляризацией вектор Пойнтинга определим соотношением

$$\vec{\Pi}(\theta, \varphi) = \frac{k^2 W_0}{32\pi^2 R^2} \left[|F_{\theta_1}(\theta, \varphi)|^2 + |F_{\varphi_1}(\theta, \varphi)|^2 \right] \vec{i}_R. \quad (22)$$

Для ГЗА с круговой поляризацией получим

$$\vec{\Pi}(\theta, \varphi) = \frac{k^2 W_0}{32\pi^2 R^2} \left[|F_{\theta_1}(\theta, \varphi)|^2 + |F_{\varphi_1}(\theta, \varphi)|^2 \right] \vec{i}_R. \quad (23)$$

Величина вектора Пойнтинга $\Pi_{\text{нен}}$ вычисляется усреднением мощности, излучаемой антенной в пределах некоторого телесного угла по всей поверхности сферы радиуса R .

Вектор напряженности магнитного поля, облучающей АР в дальней зоне, имеет вид

$$\vec{H}_{AP}(\theta', \varphi') = \frac{1}{W_0} \left[\vec{i}_R, \vec{i}_{AP}(\theta', \varphi') \right], \quad (24)$$

тогда рассчитаем вектор Пойнтинга:

– в случае линейно поляризованных излучателей

$$\Pi_{\text{нен}} = \frac{\int_{S_R} \left[U_1^2(\theta') \cos^2 \varphi' + U_2^2(\theta') \sin^2 \varphi' \right] \times \left| \sum_{n=1}^N I_n e^{jkR_n \cos \alpha_n} \right|^2 ds}{2W_0 R^2 S_R}, \quad (25)$$

– для излучателей с круговой поляризацией

$$\Pi_{\text{нен}} = \frac{\int_{S_R} \left[U_1^2(\theta') + U_2^2(\theta') \right] \left| \sum_{n=1}^N I_n e^{jkR_n \cos \alpha_n} \right|^2 ds}{2W_0 R^2 S_R}. \quad (26)$$

Коэффициент направленного действия (КНД) на главной поляризации гибридной зеркальной антенны с линейно поляризованными излучателями имеет вид

$$D = \frac{\pi W_0^2}{\lambda^2} \cdot \frac{\left| F_{\theta_{1,2}}(\theta_M, \varphi_M) \right|^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \left[U_1^2(\theta') \cos^2 \varphi' + U_2^2(\theta') \sin^2 \varphi' \right] \times \left| \sum_{n=1}^N I_n e^{jkR_n \cos \alpha_n} \right|^2 \sin \theta' d\theta' d\varphi'} \quad (27)$$

с излучателями, имеющими круговую поляризацию поля излучения,

$$D = \frac{\pi W_0^2}{\lambda^2} \cdot \frac{\left| F_{\text{гл}}(\theta_M, \varphi_M) \right|^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \left[U_1^2(\theta') + U_2^2(\theta') \right] \times \left| \sum_{n=1}^N I_n e^{jkR_n \cos \alpha_n} \right|^2 \sin \theta' d\theta' d\varphi'}. \quad (28)$$

Компонент вектора Пойнтинга имеет вид

$$\vec{\Pi}_{AP}(M) = \frac{1}{2} \left[\vec{E}_{AP}''(M), \vec{H}_{AP}''(M) \right].$$

Мощность излучения АР, проходящая через поверхность, совпадающую с поверхностью рефлектора определим по формуле

$$P_{\text{рефл}} = - \int_{S_{\text{рефл}}} (\vec{\Pi}_{AP}, \vec{m}) ds, \quad (29)$$

где \vec{m} – единичная внутренняя нормаль к поверхности рефлектора.

Таким образом, получены выражения, позволяющие рассчитать энергетические характеристики однозеркальной ГЗА со смещенным рефлектором при возбуждении ее плоской антенной решеткой, состоящей из излучателей с круговой и линейной поляризацией излучения.

В результате проведенных исследований обоснованы основные формулы, характеризующие геометрию гибридно-зеркальной антенны со смещенным рефлектором. Получены математические соотношения, позволяющие рассчитать главную и кроссполяризационную составляющую поля в плоскости антенной решетки в режиме приема плоской волны, приходящей с произвольного направления из сектора сканирования гибридно-зеркальной антенны. Обоснована методика расчета основной и кроссполяризационной компоненты поля однозеркальной ГЗА со смещенным рефлектором в дальней зоне при возбуждении ее плоской антенной решеткой, состоящей из излучателей с линейной или круговой поляризацией излучения. Предложена методика, позволяющая рассчитать энергетические характеристики однозеркальной ГЗА со смещенным рефлектором при возбуждении ее плоской антенной решеткой, состоящей из излучателей с круговой и линейной поляризацией излучения.

Библиографические ссылки

1. Электромагнитные поля и волны : в 2 кн. Кн. 1. Основы теории электромагнитного поля : учеб. пособие / В. Г. Сомов ; Сиб. гос. аэрокосмич. ун-т. Красноярск, 2008.
2. Кочержевский Г. Н., Ерохин Г. А., Козырев Н. Д. Антенно-фидерные устройства. М. : Радио и связь, 1989.
3. Усин В. А. Теория построения и методы исследования антенных систем : в 2 ч. Ч. I. Общая теория антенн СВЧ. Харьков : ВИРТА, 1991.
4. Шифрин Я. С. Антенны. Харьков : ВИРТА ПВО, 1976.

V. I. Lavrov, A. V. Kuzovnikov, V. G. Somov

PROCEDURE OF ANALYSIS OF RADIO ENGINEERING CHARACTERISTICS OF ONE-REFLECTOR HYBRID-MIRROR ANTENNA WITH THE OFFSET REFLECTOR

The authors consider mathematical relationships for the geometry description of hybridly-reflector antenna with the offset reflector is done in article, and offer gears of estimation of the main and cross-polarization field components in antenna array (AA) in a plane wave receive mode. The procedure, allowing to count power characteristics of one-mirror-antenna with the offset reflector, is offered, at excitation of it with flat antenna array, consisting of emitters with circular and linear polarization of radiation.

Keywords: large-size antennas, procedure of the analysis of radio engineering characteristics of the antenna, software-methodical support.

© Лавров В. И., Кузовников А. В., Сомов В. Г., 2012

УДК 629.78.018.3:533.6:621.396.67

А. Б. Надирадзе, Р. Р. Рахматуллин, С. Г. Кочура, И. А. Максимов, В. А. Смирнов

ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТОЙКОСТИ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ К ЭРОЗИОННОМУ ВОЗДЕЙСТВИЮ СТРУЙ СТАЦИОНАРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Рассмотрены методические вопросы экспериментального определения стойкости композиционных материалов к эрозионному воздействию струй стационарных плазменных двигателей (СПД). Предложен метод определения «сухой» массы образца по результатам обезгаживания. Приведены экспериментальные зависимости коэффициента распыления углепластика от угла падения ионов, ионного флюенса и ориентации волокон относительно потока плазмы.

Ключевые слова: космический аппарат, композиционные материалы, стационарный плазменный двигатель, методика эксперимента, коэффициент распыления.

В настоящее время композиционные материалы находят широкое применение при изготовлении образцов ракетно-космической техники. В частности, многие конструктивные элементы автоматических космических аппаратов (КА), включая элементы крупногабаритных трансформируемых систем, изготавливаются с использованием углепластиков. В свою очередь, повышение требований к целевым характеристикам и энерговооруженности КА при наличии ограничений на массово-габаритные характеристики КА приводит к существенному «уплотнению» конструктивно-компоновочных схем современных КА, что обуславливает попадание ряда конструктивных элементов крупногабаритных трансформируемых систем под воздействие плазменных струй СПД, приводящее к распылению материалов их поверхностей.

В связи с этим возникает необходимость повышения точности оценок эрозионно-загрязняющего воздействия плазменных струй СПД на КА посредством учета «тонких» эффектов, характеризующих процессы распыления материалов, таких как влияние флюенса, индикатрисы распыления, анизотропии свойств материалов и пр. Кроме того, при экспериментальном определении параметров распыления композиционных материалов и, в частности углепластиков, для повышения точности получаемых результатов необ-

ходимо учитывать ряд специфических особенностей этих материалов.

Одним из путей повышения точности экспериментальных данных является хорошо обоснованный выбор схемы и параметров эксперимента, его тщательная методическая разработка и соблюдение многочисленных ограничений.

Основная сложность измерения характеристик распыления композиционных материалов при низких энергиях ионов состоит в большой продолжительности эксперимента, необходимой для получения приемлемой точности измерения. В связи с этим для проведения испытаний преимущественно обладают методы, позволяющие одновременно испытывать большое количество образцов. Реализовать такую схему измерений можно с помощью стационарных плазменных двигателей, имеющих большую расходимость плазменного потока (до 40 °С), и позволяющих разместить в потоке до 10–15 образцов материалов. Исходя из этих соображений для измерения коэффициентов распыления композиционных материалов была выбрана схема эксперимента (рис. 1).

Величина коэффициента распыления измеряется весовым методом при известных параметрах плазменного потока и времени воздействия плазмы на образец.